COURS
D'ASTRONOMIE

III

ASTROPHYSIQUE

Copyright 1928 by LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE HERMANN ET C^ie^, PARIS.

stron.
A.

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Andoyer, Henri (ed.)

COURS D'ASTRONOMIE

III

ASTROPHYSIQUE

PAR

JEAN BOSLER

DIRECTEUR DE L'OBSERVATOIRE DE MARSEILLE
PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE MARSEILLE

228894
21-1-29.

PARIS
LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE HERMANN ET Cie
6, RUE DE LA SORBONNE, 6

1928

AVANT-PROPOS

Nous nous sommes inspiré dans cet ouvrage du Cours libre professé par nous à la Sorbonne de 1919 à 1922 ; nous avons seulement tenu compte ici des grands progrès accomplis depuis, bien qu'il soit à la vérité chimérique d'entreprendre de résumer fidèlement une science aussi jeune que l'Astrophysique et dont le prodigieux essor a été si rapide que ses principes mêmes ne sont pas encore tous à l'abri des critiques ou des retouches.

Nous consacrons, on le verra, une place importante au Système Solaire : l'étude en est peut-être un peu négligée aujourd'hui — à tort, croyons-nous. L'attention se tourne de préférence, et personne ne s'en étonnera, vers l'Univers Stellaire que de brillantes découvertes nous ont appris dernièrement à connaître de mieux en mieux, alors qu'il y a seulement quinze ans nous ne savions presque rien des astres qui le composent. Mais ceux-ci n'en sont pas moins à des distances énormes et, plus près de nous, dans le Soleil, dans son cortège de planètes ou de comètes, tant de troublantes énigmes subsistent encore, dont la solution s'appliquerait sans nul doute aux autres étoiles et, par elles, à presque tous les astres du Ciel !

Nous ne nous sommes placé à aucun point de vue exclusif : l'Astrophysique n'est pas qu'une simple application de la Physique à l'Astronomie ; elle utilise en réalité les sciences les plus variées, depuis les Mathématiques jusqu'à la Géologie, sans s'arrêter à d'étroites distinctions introduites par les

nécessités de l'enseignement et qui n'existent pas dans la Nature. Nous avons seulement pris soin de mentionner nos sources de façon qu'on pût toujours les retrouver aisément (et ceci n'est pas un pléonasme) : nous espérons que le surcroît de travail qui en est résulté n'aura pas été inutile. Notre but a surtout été d'indiquer au lecteur, sur chaque question, un certain nombre de mémoires à consulter ; pour le surplus, ce n'est guère que dans les publications originales qu'apparaît clairement l'état actuel des divers problèmes particuliers suggérés au jour le jour par l'observation. — Nous nous excusons ainsi par avance de n'avoir pu citer nombre de travaux importants qui auraient mérité de l'être dans un livre plus détaillé, mais aussi plus volumineux.

Nous adressons ici nos plus sincères remerciements à toutes les personnes qui ont bien voulu nous aider dans notre tâche et en particulier à celles qui nous ont obligeamment communiqué les documents originaux reproduits par nos illustrations : MM. H. Deslandres, L. d'Azambuja, V. Burson, E. M. Antoniadi, Ch. Le Morvan, J. Klepesta, R. G. Aitken, V. M. et E. C. Sliper, W. H. Wright, W. S. Adams, A. van Maanen, C. O. Lampland, R. H. Curtiss, H. D. Curtis, Ch. Fabry et H. Buisson, W. J. S. Lockyer..., ainsi qu'aux revues bien connues « L'Astronomie » et les « Monthly Notices ».

Nous remercions aussi très vivement Mlle O. Jasse, astronome à l'Observatoire de Marseille, qui a eu l'amabilité de revoir nos épreuves. Notre éditeur, Jules Hermann, n'aura malheureusement pas eu la satisfaction de voir paraître ce livre auquel, avec son dévouement habituel, il avait consacré tant de soins : nous tenons à exprimer à sa mémoire et aux collaborateurs qui l'ont secondé toute notre reconnaissance.

JEAN BOSLER

PREMIÈRE PARTIE

INSTRUMENTS ET MÉTHODES

CHAPITRE PREMIER

GRANDEURS ET COULEURS DES ÉTOILES

1. Extrême diversité des Astres. — L'Astronomie envisage des corps célestes fort dissemblables, à la fois par leurs dimensions et par leur nature physique. Relativement près de nous gravite notre satellite la Lune, tour à tour torride et glacée ; beaucoup plus loin la fournaise immense du Soleil ; puis, à des distances variables, les Planètes qui, avec leurs satellites, lui servent de cortège ; enfin, plus fugitives, les Comètes et les innombrables débris, Etoiles Filantes ou Aérolithes, provenant de leur désagrégation. Tous ces corps forment le Système Solaire et leur grosseur peut varier entre celle d'un grain de poussière et des centaines ou même — pour le Soleil — plus d'un million de fois le volume de la Terre.

Les autres astres, des millions et des milliards de fois plus lointains encore, forment ce qu'on est convenu d'appeler le Monde Sidéral. Nous aurons à étudier parmi eux tout d'abord les Etoiles simples ou multiples qui constituent l'immense système auquel appartient notre Soleil — où il joue du reste un rôle assez modeste — et dont la Voie Lactée n'est qu'un des aspects les plus saisissants.

Encore au delà, les Amas d'Etoiles, en particulier les Amas globulaires, à des distances fantastiques de nous, ne nous ont vraiment été révélés que tout récemment. Une autre famille d'objets célestes comprend les Nébuleuses et se partage elle-même en deux classes. Quelques-unes, une centaine ou guère davantage, semblent appartenir au même système stellaire que nous et n'être lumineuses que par réflexion : parmi elles figure la Nébuleuse d'Orion, la plus belle de toutes, alors que d'autres, petites et régu-

lières, les Nébuleuses planétaires ont d'étroites relations avec les Etoiles temporaires qui apparaissent subitement par intervalles dans le Ciel et qu'elles nous aideront peut-être un jour à interpréter. Mais à côté de ces nébuleuses sans doute assez voisines, nous en trouvons de bien différentes : ce sont les Nébuleuses spirales, comme celles d'Andromède ou des Chiens de Chasse. Celles-là se comptent par centaines de mille et probablement par millions. Plus éloignées encore que les Amas globulaires, elles nous apparaissent comme autant d'Univers analogues à la Voie Lactée et dont la distance seule empêche de distinguer les étoiles.

Etudier la constitution et l'état physique de tous ces astres, grâce à l'énergie rayonnante et principalement à la lumière qu'ils nous envoient, tel est le but propre de l'Astrophysique dont la première tâche sera donc de tirer de cette lumière si précieuse, soit en la mesurant, soit en l'analysant, tout le parti possible.

2. Catalogues d'Etoiles. — Parmi les corps célestes que nous venons de passer en revue, les plus nombreux de beaucoup sont les Etoiles : la nécessité de repérer dans le Ciel leur situation et leur éclat relatif s'impose avant tout et l'usage des Catalogues stellaires (ou des cartes qui en dérivent) est aussi indispensable à l'Astrophysicien qu'à l'Astronome de position.

La première partie de ce travail — les noms à donner aux principales étoiles ou groupes d'étoiles — remonte à la plus haute antiquité. On a d'abord partagé le Ciel en constellations (1) : la Grande Ourse, le Taureau, Orion, etc. Puis, dans chaque constellation, en même temps qu'on donnait aux plus belles étoiles des noms particuliers, on les désignait l'une après l'autre par les lettres de l'alphabet grec, en commençant par les plus brillantes, α, β, γ, δ... C'est ainsi

(1) Il est assez remarquable que chez les peuples les plus divers, dont les civilisations ne semblent pas s'être pénétrées, la répartition des étoiles en constellations se soit faite, à peu de chose près, de la même façon : les Chaldéens, les Grecs et les Chinois représentent le Zodiaque d'une manière analogue.

qu'α Grand Chien (1) désigne aussi Sirius, α Navire Canopus, etc., tandis que les étoiles moins éclatantes, β Grand Chien ou β Navire ne sont d'ordinaire pas appelées autrement. Toutes ces dénominations, en général introduites par les Grecs, sont encore usitées aujourd'hui.

Les catalogues véritables sont plus récents. Le premier en date fut celui d'Hipparque (120 avant J.-C.) que nous a conservé Ptolémée (150 après J.-C.). On y voit naître le classement des étoiles suivant leur éclat, par « grandeurs » (2), classement qui, perfectionné, subsiste toujours. Les catalogues du moyen âge (arabes principalement) n'ont pas pour nous grand intérêt, à part ce détail que beaucoup de noms d'étoiles leur ont été empruntés. Ce n'est guère en effet qu'au XVIII^e^ siècle que l'importance des déterminations précises de positions, par ascensions droites et déclinaisons, a été pleinement reconnue : on comprit alors la nécessité d'avoir sur la sphère céleste de nombreux points de repère, parfaitement définis, pour y rapporter les autres astres. Les Catalogues de Bradley (1750-1763) pour l'hémisphère boréal et celui de l'abbé de Lacaille (1751) pour l'hémisphère austral marquèrent cette époque.

Mais le plus répandu, et aussi le plus pratique des catalogues stellaires date de 1856 : c'est la *Bonner Durchmusterung* (3) d'Argelander, continué par Schönfeld. On l'appelle aussi, par abréviation, le *B. D.* Il renferme environ 457.000 étoiles de déclinaisons comprises entre — 23° et + 90°. Toutes les étoiles plus brillantes que la 9^e^ grandeur y figurent, avec beaucoup de plus petites. Le *B. D.* a été complété de 1896 à 1900, pour l'hémisphère austral, par la *Cape Photographic Durchmusterung* (4) ou *C. P. D.* qui comporte

(1) Le Congrès de Rome de l'Union Astronomique Internationale a décidé, en 1922, de n'employer à l'avenir, pour désigner les étoiles, que les noms *latins* des constellations. Nous nous conformerons dans la suite à cette décision et nous dirons, par exemple, α Canis majoris, etc.

(2) Nous verrons plus loin (§ 5) de quelle manière se définissent avec précision les grandeurs stellaires. Qu'il nous suffise de dire pour l'instant que les étoiles les plus brillantes sont dites de 1^re^ grandeur, la 6^e^ étant attribuée aux dernières étoiles visibles à l'œil nu.

(3) Publié dans les *Bonner Beobachtungen*, t. III (1859) et suivants.

(4) *Annals of the Cape Observatory*, t. III, IV et V (1900).

environ 455.000 étoiles photographiées au Cap de Bonne-Espérance.

Les astronomes, les astrophysiciens comme les autres, se servent couramment de ces deux catalogues, surtout du premier bien entendu. Aussi les petites étoiles sont-elles d'ordinaire simplement désignées par leur place dans le *B. D.* (ou dans le *C. P. D.*). Par exemple, 3.639 *B. D.* + 30° indique l'étoile qui, dans la zone de déclinaison comprise entre + 30° et + 31°, possède, par ordre d'ascensions droites croissantes, le n° 3.639 : le nom seul de l'étoile suffit donc à faire connaître sa position approchée.

Malgré ses avantages, le *B. D.* n'est pas très précis. Les catalogues récents lui sont à cet égard supérieurs. Nous citerons seulement le plus employé d'entre eux peut-être, celui publié par l'*Astronomische Gesellschaft* (1) et le catalogue de haute précision de Lewis Boss (2) (1910), qui a servi de base à beaucoup de travaux concernant notamment les mouvements propres.

Ces deux derniers catalogues ont été dressés au moyen d'observations méridiennes. Mais, là également, la photographie se substitue de plus en plus à l'observation visuelle et beaucoup de catalogues modernes ont été obtenus au moyen de mesures de clichés photographiques : toutefois, un certain nombre de repères fondamentaux, c'est-à-dire d'étoiles observées aux instruments méridiens, resteront toujours indispensables.

3. Cartes Célestes. La « Carte du Ciel ». — En même temps que de catalogues on se sert aussi de cartes. Toutes les étoiles du *B. D.* figurent dans l'Atlas gravé d'Argelander. Mais on utilise surtout aujourd'hui les cartes photographiques telles que celles de Palisa-Wolf. Moins maniables, mais infiniment précieuses en ce qu'elles s'étendent au Ciel

(1) Edité à Leipzig (W. Engelmann), à des dates diverses voisines de 1900.

(2) *Preliminary General Catalogue of 6188 stars for the epoch 1900, prepared at the Dudley Observatory, Albany (N.-Y.).* Washington, Carnegie Institution, 1910.

entier, sont la carte de Harvard College et celle de Franklin Adams.

La première, exécutée par le célèbre Observatoire américain, soit à Harvard College même (Massachusetts) soit à sa succursale d'Arequipa au Pérou, est à petite échelle ; elle va jusqu'à la 11e grandeur et comporte 55 plaques. On l'a déjà refaite plusieurs fois et elle représente l'œuvre du « Policeman », appareil à court foyer qui, en 7 ou 8 soirées, peut prendre tout le Ciel visible à Harvard et y saisir sur le fait tout ce qui, dans le monde étoilé, peut survenir d'insolite.

Quant à la Carte Franklin Adams, parue de 1905 à 1912, elle a été publiée par un amateur anglais qui est allé au Cap photographier les étoiles qu'il n'avait pu enregistrer en Angleterre. Cette carte, un des plus beaux travaux de ce genre qui existent, va jusqu'à la 17e grandeur et comprend 206 feuilles : elle a servi, nous le verrons dans un instant, de base à des statistiques stellaires de première importance.

Les cartes précédentes sont complètes : il n'en est malheureusement pas encore tout à fait de même de celle dont nous allons maintenant parler. L'entreprise internationale de la *Carte du Ciel* est due à une initiative française : les Frères Henry et l'Amiral Mouchez, alors Directeur de l'Observatoire de Paris, la fondèrent en 1887 (1). Un immense catalogue photographique allant jusqu'à la 11e grandeur fut alors commencé et confié à 18 Observatoires répartis sur tout le globe : il comprendra environ 2.000.000 d'étoiles. En même temps, une série de cartes photographiques, de 2° de côté chacune, doivent reproduire en principe toutes les étoiles plus brillantes que la 14e grandeur. Cette vaste « Carte du Ciel » est presque achevée : nous aurons cependant peu d'occasions d'en reparler car son utilité sera surtout grande dans l'avenir, quand une deuxième édition aura permis d'en déduire une foule d'informations relatives aux mouvements ou aux fluctuations d'éclat des étoiles.

(1) *Bulletin du Comité international permanent pour l'exécution photographique de la Carte du Ciel*, t. I, 1892 et suivants.

4. Catalogues photométriques et spectroscopiques. — Nous devons enfin dire un mot des nouveaux catalogues qu'ont rendus indispensables les progrès de l'Astronomie physique, principalement dans les domaines de la Spectroscopie et des Étoiles variables. La grandeur des étoiles ne figure d'ordinaire dans les catalogues stellaires qu'à titre d'indication et ne repose pas sur des mesures précises. L'illustre astronome américain E. C. Pickering voulut combler cette lacune. Une première liste d'étoiles, la *Harvard Photometry* (1), parue dès 1884, fut étendue par lui en 1908 et devint la *Revised Harvard Photometry* (2), qui donne non seulement les grandeurs mais aussi les types spectraux jusqu'à la grandeur 6,5. Ce programme a encore été élargi un peu plus tard : le *Henry Draper Catalogue* (3), qui vient d'être publié, va jusqu'à la grandeur 11 et contient les mêmes renseignements. Enfin, on doit citer aussi le Catalogue photométrique publié à Potsdam par G. Müller et P. Kempf (4) et qui comporte 14.000 étoiles particulièrement bien étudiées.

Nous arrêtons ici cette énumération. Nous nous sommes limité aux sources de caractère général qu'on utilise dans presque tous les ordres de recherches et il va sans dire que nous mentionnerons en temps voulu les travaux spéciaux de ce genre, concernant telle ou telle catégorie d'objets célestes.

5. Grandeurs stellaires. — Les Anciens, et notamment Hipparque et Ptolémée, avaient naturellement été conduits à distinguer les étoiles selon leur éclat, non plus seulement dans une même constellation mais en général. C'est ainsi qu'ils appelaient « de 1re grandeur » les étoiles les plus brillantes (au nombre d'une douzaine) du Ciel qu'ils connaissaient. Puis ils classaient les étoiles plus faibles dans les 2e,

(1) *Annals of Harvard College Observatory*, t. XIV, 1885 ; t. XXIV, 1890 ; t. XXXIV, 1895 ; t. XLV, 1901.

(2) Même publication, t. L, 1908 ; avec un supplément, t. LIV, de 1908 également.

(3) Même publication, t. XCI et suivants.

(4) *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, t. IX, 1894.

3e, 4e, 5e et 6e grandeurs, en attribuant la 6e grandeur aux dernières étoiles visibles à l'œil nu et en tâchant grossièrement de maintenir entre les différentes classes des intervalles égaux en apparence, ce qui revenait à les ranger, au point de vue des impressions visuelles, en progression arithmétique.

Le moyen âge conserva cette échelle qui fut étendue aux astres invisibles à l'œil nu après l'invention des lunettes (début du XVIIe siècle). Mais c'est seulement aux environs de 1850 que la découverte de la loi physiologique de Fechner apporta une base rationnelle à la manière d'opérer instinctive des Anciens. Fechner a en effet démontré, par des expériences sur l'homme, la loi suivante : « Les diverses sensations que nous font éprouver les variations d'une grandeur quelconque accessible à nos sens, sont proportionnelles non à ces variations elles-mêmes, mais à la fraction de la grandeur considérée qui leur correspond ».

Ainsi S étant la sensation et F la cause qui la produit, on n'a pas : $dS = K dF$ mais bien : $dS = K \frac{dF}{F}$ (K désignant une constante). La loi s'étend à tous les sens, à la vue, au son comme au toucher (1) : elle n'est d'ailleurs qu'un des aspects du caractère relatif général de nos connaissances. On l'exprime encore en disant qu'à des sensations croissant en progression arithmétique correspondent des causes excitatrices en progression géométrique (car $S = K \log F + C^{te}$).

Dans le cas des étoiles, réparties en six catégories, la raison de la progression est voisine de 2,5. Autrement dit, du fait observé que leurs intensités nous *paraissent* différer comme les nombres 1, 2, 3, 4..., nous pouvons conclure que les luminosités réelles des diverses étoiles sont entre elles comme les nombres 1 ; 2,5 ; $2{,}5^2$ ou 6,25 ; $2{,}5^3$ ou 15,625, etc.

Pour préciser davantage, ceci revient à dire que, si I est l'intensité lumineuse propre (mesurée en bougies-mètre par exemple) d'une étoile et m sa grandeur, I_0 et m_0 les quan-

(1) Comme par exemple lorsque, dans l'obscurité, une personne nous place dans la main des poids croissants.

tités analogues relatives à une autre étoile prise comme terme de comparaison, l'on a :

$$\frac{I}{I_0} = 2{,}5^{-(m-m_0)}$$

La loi de Fechner n'est pas susceptible d'une grande précision. Aussi remplace-t-on d'ordinaire le rapport d'intensité 2,5 d'une grandeur à la suivante par le chiffre voisin 2,512..., tel qu'à une différence de 5 grandeurs correspond un rapport des luminosités de 100, c'est-à-dire déterminé par l'équation $x^5 = 100$. Comme $\log 2{,}512 = 0{,}4$, la relation précédente devient :

$$m_0 - m = \frac{1}{0{,}4} \log \frac{I}{I_0} \qquad \text{ou :} \qquad m_0 - m = 2{,}5 \log \frac{I}{I_0}.$$

Telle est, sous sa forme usuelle (1), la formule de Pogson (1856). — D'après elle, une étoile de 6e grandeur est 100 fois moins lumineuse qu'une de 1re, une de 16e 1 million de fois et une de 21e — les dernières étoiles que permet d'atteindre (photographiquement) le plus grand instrument actuel, le Télescope de 100 pouces du Mont Wilson — est 100 millions de fois moins lumineuse qu'une étoile de 1re grandeur.

6. Base de l'échelle des grandeurs. — La formule de Pogson implique une étoile servant de terme de comparaison. On admettait autrefois qu'Aldébaran (α Tauri) est, par définition, de 1re grandeur, exactement. Mais Aldébaran est rougeâtre, ce qui introduit d'assez graves erreurs lorsqu'on le compare à des astres moins colorés. On a alors admis que la 1re grandeur correspondrait à la luminosité moyenne non plus d'une seule étoile mais des 20 plus brillantes du Ciel entier.

D'autre part la lumière de l'Etoile Polaire (α Ursæ minoris) n'ayant jamais varié d'une manière appréciable et la

(1) Le chiffre 2,5 qui reparaît dans cette formule n'a, on le voit, rien de commun avec le rapport d'intensité de tout à l'heure : ce n'est plus ici que l'inverse de 0,4.

région du Pôle étant constamment utilisée (1) en photométrie stellaire comme fournissant des étoiles de comparaison commodes, on a ultérieurement décidé, à l'Observatoire de Harvard College, de prendre désormais comme base, indépendamment du perfectionnement des mesures (2), la grandeur trouvée une fois pour toutes pour l'Etoile Polaire. Cette grandeur est 2,12 : elle fixe aujourd'hui le point de départ conventionnel de l'échelle des grandeurs stellaires.

7. Grandeurs fractionnaires et négatives. — On voit dans le cas de la Polaire un exemple de grandeur déterminée à 0,01 près. Les astronomes ont en effet bientôt éprouvé le besoin de distinguer entre une grandeur et la suivante des dixièmes de grandeur, puis, avec le perfectionnement des méthodes, des centièmes et peut-être des millièmes. Cette généralisation n'offre pas de difficultés.

D'autre part, la 1re grandeur correspondant sensiblement à la luminosité moyenne des 20 plus brillantes étoiles, il y a des étoiles parmi celles-là qui dépassent la moyenne. On convient de définir la grandeur 0 comme 2,512 fois plus brillante que la grandeur 1, la grandeur — 1 comme 2,512 fois plus brillante que la grandeur 0 et ainsi de suite. Par exemple Véga est de grandeur 0,14 ; Sirius, la plus brillante étoile du Ciel, de grandeur — 1,58.

On a même pu (3), avec ces conventions, comparer, indirectement bien entendu, la lumière de la Pleine Lune ou du Soleil à celle d'une étoile de 1re grandeur : on trouve ainsi, pour la Lune, la grandeur — 12,6 et, pour le Soleil, la grandeur — 26,7 environ.

8. Relation de l'échelle des grandeurs stellaires avec les unités physiques de la photométrie. — C'est là une question

(1) Les étoiles qui s'y trouvent changeant peu de place au cours de la nuit, l'absorption atmosphérique les affecte toujours d'une façon à peu près invariable.

(2) Ceci rappelle ce qui s'est passé pour le mètre (et pour bien d'autres unités) : à la définition théorique on a dû, par suite du progrès incessant des mesures géodésiques, en substituer une tout empirique : la longueur de l'étalon déposé à Breteuil.

(3) Voir p. 118 et p. 316.

très importante : on la retrouve dans bien des expériences que suggère l'étude des étoiles. Malheureusement les comparaisons d'astres avec des sources lumineuses terrestres sont délicates. M. Ch. Fabry (1) a trouvé que Véga (gr. 0,14) équivalait, lorsqu'elle est voisine du zénith, à 1 bougie décimale placée à 780 mètres. Ces mesures ont été reprises par d'autres savants et M. H. N. Russell (2), résumant en 1916 les travaux alors connus, en a conclu qu'une bougie décimale placée à 1 kilomètre de distance aurait le même éclat qu'une étoile de grandeur 0,82, résultat peu éloigné de celui de M. Ch. Fabry.

9. Grandeurs photographiques. — Les étoiles des diverses grandeurs impressionnent différemment les plaques photographiques, les plus brillantes donnant des images plus larges et plus noires. Les lois reliant l'intensité lumineuse (ou la grandeur) à l'opacité et au diamètre des images sont assez compliquées : nous en reparlerons. Bornons-nous ici à dire que l'on peut, indépendamment d'elles, définir rigoureusement une échelle de grandeurs photographiques s'étendant à des étoiles « invisibles » dans les plus puissants instruments.

Si l'on place par exemple devant l'objectif d'une lunette un écran de carton, formé de bandes pleines, séparées par des jours, telles que la surface totale des jours soit à celle de l'objectif non diaphragmé dans le rapport de 1 à 2,512, les étoiles qu'on photographiera ainsi paraîtront avoir, par définition, une grandeur de moins que sans écran.

En opérant successivement avec et sans écran dans des conditions identiques (au point de vue de la nature des plaques, du développement, du temps de pose, de la pureté du ciel, etc.), on pourra donc, en notant sur les deux clichés deux images semblables, affirmer que l'une est juste d'une grandeur photographique plus faible que l'autre. En continuant ainsi de proche en proche et en employant une série

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. 137, 1903, pp. 973 et 1242.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 103.

d'écrans appropriés, on définit successivement toutes les grandeurs. — Il est à remarquer que ce mode de définition est entièrement indépendant de tout phénomène physiologique et en particulier de la loi de Fechner (1).

10. Grandeurs photo-visuelles. — L'œil humain n'est pas également sensible à toutes les couleurs : à intensité égale, c'est-à-dire à quantité d'énergie égale, mesurée au moyen d'une pile thermo-électrique par exemple, l'œil a dans le jaune un maximum de sensibilité très marqué (2) (vers λ 555).

Par contre, la plaque photographique possède, elle, son maximum de sensibilité dans le bleu (vers λ 430). Les grandeurs visuelles ne peuvent donc coïncider avec les grandeurs photographiques : une étoile rouge brillante à l'œil n'impressionne presque pas la plaque, sauf si celle-ci est orthochromatique ; et même alors, à moins de précautions très spéciales, la plaque reste d'ordinaire plus sensible au bleu.

On peut corriger ce défaut des plaques et obtenir cependant, par la photographie, les grandeurs visuelles en interposant entre l'objectif et la plaque un écran qui absorbe les radiations de courte longueur d'onde, c'est-à-dire un écran jaune absorbant en partie le bleu. On définit ainsi, toujours par rapport à une certaine étoile prise pour étalon, ce qu'on appelle les grandeurs « photo-visuelles », qui coïncident pratiquement avec les grandeurs visuelles données par l'œil.

11. Couleurs des étoiles. Indices de coloration. — Toutes les étoiles n'ont pas la même couleur ; les Anciens l'avaient déjà remarqué. Ainsi Véga et Sirius (3) sont blanches ou même

(1) Qu'il permettrait d'ailleurs d'étudier.

(2) Ch. Fabry, *Leçons de Photométrie*, Paris, 1924 (Edition de la *Revue d'Optique*), pp. 95 et 122.

(3) Il est curieux que Sirius soit qualifié de « rouge » par la plupart des auteurs anciens, alors que c'est peut-être aujourd'hui une des plus bleues des belles étoiles. Sa couleur a peut-être changé — ce qui serait bien singulier. Mais les Anciens avaient parfois, en matière de couleurs, de bizarres façons de parler (témoin la mer « de pourpre » d'Homère)...

bleuâtres, Capella et surtout Arcturus sont jaunes, tandis qu'Aldébaran, Bételgeuse et Antarès sont plus ou moins rouges.

Il est malheureusement assez difficile de définir les couleurs avec précision et les catalogues d'étoiles qui prétendent les indiquer diffèrent souvent beaucoup entre eux. — Pour remplacer l'estime directe, par trop incertaine, on a imaginé de nombreux « colorimètres », tels que ceux de Secchi ou de Zöllner : ces appareils, bien que très perfectionnés (surtout le dernier) laissent encore une part aux équations personnelles ; aussi sont-ils aujourd'hui à peu près abandonnés (1).

La seule façon rigoureuse de définir la couleur consiste à envisager la répartition de l'énergie dans le spectre de l'étoile, en utilisant un réseau comme appareil dispersif (2) et une pile thermo-électrique (ou un bolomètre) comme instrument de mesure. La couleur de l'étoile répond alors à la longueur d'onde du maximum d'énergie, c'est-à-dire à ce que les savants suédois (3) ont appelé la « longueur d'onde effective » dans un cas toutefois un peu différent.

La photographie permet pourtant d'atteindre une donnée pratiquement équivalente à la couleur par la mesure des « indices de coloration » (*color index*). Cette méthode (4), inventée par K. Schwarzschild et appliquée notamment à l'Observatoire Yerkes par J. A. Parkhurst et F. C. Jordan, consiste à déterminer, pour chaque étoile étudiée, la grandeur photographique et la grandeur visuelle ou plus exactement photo-visuelle. La différence (grandeur photographique *moins* grandeur visuelle), prise avec son signe, constitue l'indice de coloration et il est évident que plus une étoile est rouge plus son indice de coloration est élevé.

On convient de donner l'indice 0 aux étoiles blanches

(1) Peut-être injustement d'ailleurs, au moins en ce qui concerne le colorimètre de Zöllner (Voir P. Salet, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 36, 1922, p. 150.

(2) Afin d'avoir un spectre « normal » (voir plus loin p. 59).

(3) Voir plus loin p. 60.

(4) On trouvera sur toute cette question d'utiles renseignements dans : F. Henroteau, *Les Étoiles simples*, Paris, 1921 (Doin), p. 85.

(Véga, Sirius....) et de distinguer six classes de couleurs d'étoiles dont les indices varient de 0,4 en 0,4. On désigne ces classes par les lettres suivantes :

b	*a*	*f*	*g*	*k*	*m*
− 0,4	0	+ 0,4	+ 0,8	+ 1,2	+ 1,6

au-dessous desquelles figurent ici les indices, — 0,4 répondant à des étoiles bleues + 1,6 à des étoiles rouges.

Cette classification s'est trouvée offrir un intérêt plus grand encore que ne le soupçonnaient peut-être ses inventeurs, en raison du lien étroit, découvert dans la suite, qui existe entre les classes de couleur ainsi définies et les classes spectrales (1). En fait la méthode ci-dessus constitue un moyen précieux, à la fois expéditif et relativement précis, pour deviner sans grandes chances d'erreur le spectre de nombreux astres qui échapperaient, en raison de leur faiblesse, aux spectroscopes les plus puissants.

12. Nombre des étoiles des diverses grandeurs. — Une question intimement liée aux précédentes, qui se pose d'elle-même et dont la portée saute aux yeux, est la suivante : puisqu'après les étoiles de 10e grandeur il y en a de 11e, après celles de 11e il y en a de 12e et ainsi de suite jusqu'à la 21e, doit-on penser que cette série se poursuit indéfiniment, sans autres limites que la puissance des instruments ?

Ceci revient à demander si l'Univers, défini par l'ensemble des étoiles que nous voyons ou que nous pourrions voir, est fini ou infini.

Or il est facile de montrer que, dans un système illimité où les étoiles seraient *uniformément* distribuées, le rapport du nombre des étoiles d'une grandeur (ou plus brillantes) au nombre de celles de la grandeur inférieure d'une unité (ou plus brillantes) serait 3,98. — En effet nous avons vu qu'un astre de grandeur $m + 1$ est 2,512 fois moins brillant qu'un de grandeur m. Si tous deux sont identiques, le premier est $\sqrt{2,512}$ fois plus éloigné (puisque les intensités de deux sources égales en apparence sont entre

(1) Voir p. 487.

elles comme les inverses des carrés de leurs distances). Nous pouvons admettre — ce qui dans l'ensemble est probablement vrai — que toutes les étoiles ont par elles-mêmes à peu près le même éclat : si donc la distance est la seule cause des différences de grandeur apparente, la sphère contenant toutes les étoiles de grandeur inférieure à $m + 1$ a un volume $2{,}512^{\frac{3}{2}}$ ou 3,98 fois plus grand que celle contenant toutes les étoiles de grandeur inférieure à m. Autrement dit, le nombre des étoiles de grandeur $m + 1$ (ou plus brillantes) doit être 3,98 fois supérieur à celui des étoiles de grandeur m (ou plus brillantes).

Si cette loi est vérifiée, l'Univers est infini. Sinon, le nombre des étoiles est limité — à moins que la distance ne soit pas le seul facteur de la diminution d'éclat, à moins qu'il n'y ait par exemple dans l'espace cosmique un milieu absorbant.

Or il n'est pas possible que la loi en question soit exacte. Elle exigerait en effet que l'ensemble des étoiles de chaque grandeur émît 3,98 : 2,512 ou 1,58 fois *plus* de lumière que toutes les étoiles réunies de grandeur immédiatement inférieure (donc plus brillantes). On aurait donc, si l'on voulait évaluer l'éclat total des étoiles, à faire la somme d'une progression géométrique de raison 1,58, somme évidemment infinie. Le Ciel devrait nous apparaître éblouissant *partout*, alors qu'au contraire toutes les étoiles réunies nous donnent quelque chose comme 15 millions de fois *moins* de lumière que le Soleil.

L'hypothèse d'une distribution uniforme des étoiles, sans absorption, est donc fausse et la suite des grandeurs stellaires n'est vraisemblablement (1) pas illimitée.

13. Dénombrements de Groningue et de Greenwich. — Les dénombrements effectués ont d'ailleurs corroboré cette conclusion.

(1) La question est cependant loin d'être épuisée ; M. C. V. L. Charlier l'a discutée en détail dans un intéressant article : How an infinite world may be built (*Arkiv för Matematik och Fysik*,, Band 16, 1922, n° 22). Mais les hypothèses du savant auteur suédois sont bien particulières.

On ne peut songer à compter les étoiles ; mais on peut fort bien les recenser dans certaines régions définies et étendre les résultats au Ciel entier. Les plus célèbres de ces statistiques sont celle de J. C. Kapteyn (1) (Tableau), fondée en

NOMBRE TOTAL DES ÉTOILES PLUS BRILLANTES QUE CELLES DE CHAQUE GRANDEUR VISUELLE

Gr. apparente	Nombre total d'Étoiles	Rapport	Gr. apparente	Nombre total d'Étoiles	Rapport
0	3		10	380.200	
		3,7			2,7
1	11		11	1.026.000	
		3,5			2,5
2	39		12	2.588.000	
		3,4			2,3
3	133		13	5.894.000	
		3,4			2,2
4	446		14	13.120.000	
		3,3			2,1
5	1.466		15	27.540 000	
		3,2			2,1
6	4.732		16	57.150.000	
		3,2			1,9
7	15.000		17	107 200 000	
		3,1			1,8
8	46.240		18	197.200 000	
		3,0			1,7
9	139.300		19	335 000.000	
		2,7			1,6
10	380.200		20	530.900 000	

N. B. Au delà de la 16e gr. les nombres sont extrapolés ; mais ils sont d'accord avec les travaux postérieurs.

partie sur les observations visuelles de John Herschel et celle de S. Chapman et P.-J. Melotte (2) qui repose sur les cartes photographiques de Franklin Adams. Toutes deux

(1) *Publications of the Astronomical Laboratory at Groningen*, n° 27, 1917, Groningue (Hoitsema), p. 63.

(2) *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, t. LX, part IV, 1914, p. 145.

montrent les étoiles faibles bien moins nombreuses que ne l'exigerait la loi précédente.

Pour les 15e et 14e grandeurs, Kapteyn trouve par exemple le rapport 2,1 (au lieu de 3,98), Chapman et Melotte 1,8. Plus on va plus le rapport diminue, sa valeur d'après la statistique de Greenwich restant toujours inférieure à celle trouvée à Groningue : ceci était assez à prévoir s'il existe réellement une légère absorption du milieu cosmique, absorption qui doit être plus considérable pour les radiations photographiques. Il semblerait donc que les étoiles lointaines sont dans l'ensemble plus rouges que celles situées plus près de nous. Mais, de toute façon, le fait qu'elles sont moins nombreuses qu'elles ne le devraient montre que l'Univers accessible à nos regards (ou à la plaque photographique) est limité.

Il n'est donc pas absurde de parler du nombre total des étoiles du Ciel. Ce nombre, MM. Chapman et Melotte ont cherché à l'évaluer : de leur statistique, ils ont déduit une formule empirique et celle-ci, moyennant une extrapolation à la vérité assez hardie, les a conduits à conclure que, dans tout l'Univers sidéral, il doit y avoir entre 1 et 2 milliards d'étoiles observables, probablement un chiffre voisin de 1.800 millions. Avec les étoiles encore inobservables, on arrive à un total de 30 ou 40 milliards.

CHAPITRE II

LUNETTES ET TÉLESCOPES

1. Choix des emplacements. — L'ancienne Astronomie se contentait de noter aussi exactement que possible la position des étoiles et pouvait à la rigueur se passer de les voir très brillantes ; ses Observatoires étaient souvent situés sous des climats assez mal partagés. L'Astronomie physique d'aujourd'hui, qui étudie la lumière même de tous les astres que ses instruments — presque toujours fort coûteux — peuvent atteindre, est plus exigeante : les établissements qui s'y consacrent doivent avant tout occuper des sites particulièrement appropriés par la pureté du Ciel et la qualité des images. C'est ainsi qu'avant de fonder un nouvel Observatoire, on se préoccupe d'ordinaire maintenant d'en choisir avec soin l'emplacement et cette étude préalable est d'autant plus utile que bien souvent des localités très voisines ne se ressemblent nullement sous le rapport climatérique.

Les premiers facteurs à envisager sont d'ordre météorologique : nombre moyen, aussi réduit que possible, de jours par an où le Ciel reste couvert ou pluvieux, faible amplitude diurne et saisonnière des variations de température. La première de ces conditions s'explique d'elle-même ; la seconde favorise la stabilité des images. L'altitude est un autre point important. Notre atmosphère introduit dans les observations astronomiques des causes de trouble difficiles à éliminer. Elle dévie, comme on sait, par réfraction les rayons des astres (1) ; mais surtout elle absorbe leur lumière et cela d'au-

(1) Elle les disperse aussi. Lorsqu'on observe un astre près de l'horizon on le voit d'ordinaire sous la forme d'un petit spectre dont le rouge est en bas et le vert en haut : c'est là un effet de la « dispersion atmosphérique ».

tant plus que la couche d'air traversée est plus épaisse ou plus dense : aussi les étoiles sont-elles beaucoup plus brillantes sur les montagnes qu'au niveau de la mer. Le voisinage immédiat des grandes villes, malgré les avantages qu'offrent leurs ressources de toutes sortes, est également à éviter : les fumées et les poussières qu'elles occasionnent nuisent à la transparence de l'air et, chose plus grave, la réverbération que produisent, la nuit, leurs lumières sur un ciel déjà brumeux tend à voiler les plaques photographiques. Par contre les pays désertiques, à cause précisément de la sécheresse qui les caractérise, sont très favorables à l'intensité et à la pureté des images stellaires.

Ces remarques résultent de l'expérience et sont aisées à contrôler, étant donné que les observations modernes se font presque toujours par la photographie. Il suffit alors, pour comparer diverses stations, de prendre en chacune d'elles, dans des conditions identiques, avec des poses égales, une série de clichés d'une même région du Ciel. On constate alors fréquemment des différences surprenantes qui ne laissent guère de doute sur le choix à faire.

Un autre élément de succès pour les travaux d'Astrophysique est la possibilité d'effectuer rapidement, sur place, au moment où le besoin s'en fait sentir, les recherches de laboratoire suggérées par l'étude des astres. Même dans les domaines les plus féconds en applications astronomiques, en Spectroscopie par exemple, les données rassemblées par les physiciens ne concordent pas toujours en effet avec celles qui seraient nécessaires aux astronomes. Aussi, afin de combler cette lacune, les Observatoires bien montés possèdent-ils presque tous un laboratoire de physique dont l'activité est étroitement associée à la leur. C'est à cette alliance bien comprise de l'observation et de l'expérimentation proprement dite que sont dues quelques-unes des plus belles découvertes de ces dernières années.

2. Principaux observatoires astrophysiques. — La plupart des Observatoires modernes satisfont à plusieurs et parfois à l'ensemble des conditions que nous avons énumérées, mais

il va sans dire qu'il ne saurait y avoir là de règles absolues. Nous nous bornerons à citer, parmi les Etablissements les plus connus : l'Observatoire Lick du Mont Hamilton (1.283 m.), à quelque distance de San José (Californie, E.-U.), avec sa succursale de Santiago du Chili ; l'Observatoire Yerkes à Williams Bay (Wisconsin, E.-U.) (335 m.) ; l'Observatoire Lowell à Flagstaff (Arizona, E.-U.) (2.210 m.), plutôt consacré aux planètes et admirablement placé ; celui du Mont Wilson (1.731 m.), non loin de Los Angeles, le plus puissamment outillé du monde ; le Dominion Observatory de Victoria (Ile de Vancouver, Canada), un des plus récents. Harvard College, à Cambridge (Massachusetts), dans l'Est des Etats-Unis, mérite une place à part : peu favorablement situé, il s'est spécialisé dans des travaux de longue haleine et a fondé à Aréquipa au Pérou une succursale destinée à l'étude du ciel austral. Spécialement équipés en vue de la Physique Solaire sont l'Observatoire de la Smithsonian Institution au Mont Wilson (1) avec sa station de Calama (Pérou) et, aux Indes anglaises, celui de Kodaikanal.

En France, nous avons l'Observatoire de Meudon où les recherches sont surtout orientées vers le Soleil, mais où les autres astres ne sont pas laissés de côté et l'Observatoire du Pic du Midi, à 2.860 mètres d'altitude. Dans d'autres pays d'Europe, on peut encore citer l'Observatoire astrophysique de Potsdam et celui de M. Max Wolf à Heidelberg (tous deux en Allemagne) ainsi que les Observatoires anglais de Stonyhurst et de Sidmouth.

La plupart de ces établissements, et notamment tous ceux des Etats-Unis, ont été fondés par des initiatives privées qui en assurent l'entretien avec une libéralité des plus profitables à la Science.

3. Caractères généraux des Lunettes et des Télescopes employés en Astronomie physique. — En même temps qu'un site favorable, il faut à l'astrophysicien de puissants instru-

(1) Au Mont Wilson, il y a ainsi côte à côte deux Etablissements : celui de la « Smithsonian Institution » et l'Observatoire beaucoup plus important dont nous avons parlé, qui appartient à la « Carnegie Institution ».

ments, lunettes ou télescopes, pour recueillir la plus grande quantité possible de lumière. Presque toujours les appareils d'étude physique exigent en effet tout d'abord l'emploi d'un objectif ou d'un miroir au foyer duquel ils sont placés et qu'on dirige vers l'astre étudié. Or ces appareils, photomètres ou spectroscopes de types variés, comportent d'ordinaire des pertes de lumière considérables soit par absorption soit par suite de réflexions ou de diffusions inévitables. La photographie directe qui vise des astres ou des détails de plus en plus faibles est également conduite à rechercher des instruments très lumineux.

Or la quantité de lumière pénétrant dans un instrument est proportionnelle à la surface de son objectif, c'est-à-dire au carré D^2 du diamètre de celui-ci. L'éclat de l'image suit la même loi, tant qu'il ne s'agit que des étoiles proprement dites. On sait en effet que, par suite de la *diffraction*, les instruments d'optique n'augmentent pas le diamètre apparent des étoiles : ils le diminuent plutôt car le diamètre de l'image, qui ne dépasse pas $1''$ pour une ouverture d'objectif de 10 centimètres, varie en raison inverse de cette ouverture. Il n'en va pas de même lorsqu'on observe un astre à diamètre apparent sensible, planète ou comète : sa lumière se répartit sur toute la surface de l'image focale et l'éclat unitaire de celle-ci, qui seul importe dans la plupart des cas, dépend non plus uniquement de D^2 mais de $\frac{D^2}{F^2}$, carré du rapport de l'ouverture à la distance focale.

Les grands instruments modernes sont donc en général à la fois de fort calibre et de distance focale assez courte comparativement aux anciennes lunettes : rarement, surtout dans les télescopes, le rapport $\frac{D}{F}$ descend au-dessous de 1/10 et dans beaucoup de recherches il est avantageux de travailler avec des rapports d'ouverture de 1/4 et parfois 1/3 ou même 1/2.

Le rôle de l'instrument principal consistant surtout à recueillir la lumière à étudier, il n'est plus indispensable qu'il soit pourvu, en ascension droite ou en déclinaison, de cercles finement divisés non plus que de micromètres com-

pliqués : il suffit qu'on puisse sans erreur grave diriger l'appareil vers l'astre désiré. Souvent du reste la visée, destinée à corriger durant les poses photographiques les imperfections possibles du rouage, s'effectue à l'aide d'une lunette auxiliaire d'ouverture modeste, mais d'assez long foyer, placée le long du tube principal et munie d'un réticule très simplifié.

Par contre, il est sinon indispensable, du moins très utile — plus peut-être que dans les instruments ordinaires — que le rouage suive le mouvement diurne aussi bien que possible. Les mécanismes d'horlogerie sont alors très robustes (fig. 2) et munis de régulateurs à force centrifuge, fondés sur l'inertie et non plus, comme jadis, sur la résistance de l'air. Il est établi qu'on peut obtenir de cette façon une régularité de marche telle que, pendant dix minutes, l'étoile ne quitte absolument pas la croisée du réticule, en dépit d'énormes distances focales. On arrive ainsi à se passer de l'artifice (auquel on avait naguère souvent recours) de l' « electric control » qui consiste à relier, par des contacts électriques, le rouage à la pendule sidérale, de manière à l'en rendre rigoureusement solidaire. — C'est grâce à ces perfectionnements que des poses de 6 heures et plus deviennent aisément réalisables.

La rigidité du tube, des axes et de la monture du miroir ou de l'objectif a aussi une grande importance car les flexions, faibles avec les petits instruments, sont fort redoutables avec les grands : aussi les calculs de résistance et l'art de l'ingénieur jouent-ils en Astronomie un rôle de plus en plus considérable, qui n'est d'ailleurs pas toujours apprécié à sa valeur et dont l'oubli a parfois amené de graves déceptions.

Enfin la nécessité d'adapter, selon les besoins, à l'instrument principal, des accessoires variés (photomètres, spectroscopes, etc.) souvent assez lourds donne un sérieux intérêt pratique aux questions d'équilibrage. On doit toujours équilibrer chaque nouvel accessoire, à la fois en déclinaison et en ascension droite, au moyen de contrepoids appropriés en plomb ou en fonte. Pour cela, il faut d'abord amener le centre de gravité de tout le tube sur l'axe de déclinaison, opé-

ration qui, dans le cas le plus général, se fait elle-même en trois temps. Le tube étant horizontal et dans le méridien, en déplaçant un contrepoids parallèlement à sa direction, on amène le centre de gravité sur la perpendiculaire commune à l'axe optique et à l'axe de déclinaison ; puis, en disposant un second contrepoids sur cette perpendiculaire, on amène le centre de gravité à être exactement sur l'axe de déclinaison. Ceci fait, il suffit, pour le faire coïncider avec l'intersection des deux axes de déclinaison et d'ascension droite, de disposer un troisième contrepoids à l'extrémité libre de l'axe de déclinaison. L'équilibrage est alors réalisé.

4. Relation du diamètre d'un instrument et de la grandeur limite des étoiles qu'il révèle. — La quantité de lumière qui pénètre dans un instrument est, nous l'avons dit, proportionnelle au carré de son diamètre. Si donc une lunette permet d'atteindre les étoiles d'une grandeur donnée, pour apercevoir avec le même éclat les étoiles de la grandeur au-dessus, il faudra employer une lunette dont l'objectif ait un diamètre $\sqrt{2,512}$ ou 1,59 fois plus grand.

Or une lunette de 1 pouce (1), soit 2 cm. 5 d'ouverture, permet de voir les étoiles de 9e grandeur. D'après la loi indiquée, une lunette de 10 pouces (25 cm.) donnerait celles de 14e et la grande lunette de Yerkes (40 pouces) celles de 17e. Enfin le Télescope de 100 pouces du Mont Wilson (2 m. 54) atteindrait la 19e grandeur.

En réalité, si l'on n'envisage que l'observation visuelle, les pertes de lumière dues notamment à l'épaisseur des verres traversés, ne permettent généralement pas d'atteindre la limite théorique que fournit la loi ci-dessus (2). Mais la photographie, qui fait intervenir le temps, réussit à aller au delà. C'est ainsi que le grand Télescope de 100 pouces peut enregistrer, en posant suffisamment, les étoiles de 21e grandeur.

(1) On évalue le plus souvent le diamètre des lunettes en pouces *anglais* de 2 cm. 54.

(2) Il s'en faut de plus d'une grandeur.

On n'est guère arrêté dans cette voie que par le voile général dû à la faible luminosité du fond même du Ciel et qui, dès que la pose devient par trop longue, vient recouvrir uniformément les clichés.

5. Avantages respectifs des Lunettes et des Télescopes. — Le grand Herschel et ses successeurs, Lord Rosse entre autres, avaient obtenu de magnifiques résultats en se servant de télescopes colossaux à miroirs métalliques qu'ils polissaient le plus souvent eux-mêmes, mais qui étaient sujets à se ternir. Le maniement de ces instruments, à l'aide de mâts et de cordages, était fort malaisé ; l'observateur, juché sur des échafaudages, à l'orifice du tube, était pratiquement en plein air. Aussi, malgré les avantages de ces télescopes, la préférence allait-elle presque toujours, il y a peu de temps encore, aux lunettes proprement dites. La possibilité de construire des miroirs paraboliques (1) en verre, de les argenter facilement, les progrès optiques ou mécaniques de tout ordre et aussi la nouvelle orientation des recherches ont aujourd'hui grandement modifié cette manière de voir.

Les lunettes sont incontestablement beaucoup plus commodes. L'observateur y occupe la position la plus naturelle, face au Ciel ; elles ne nécessitent guère d'entretien et leur luminosité est à peu près invariable. Malheureusement leurs objectifs ne sont jamais parfaitement achromatiques ; composés d'ordinaire de 2 verres, l'un en crown l'autre en flint, ils ne peuvent faire converger en un même foyer que les rayons de deux longueurs d'onde déterminées et leurs images sont toujours plus ou moins irisées. Ce défaut ne peut être pallié qu'en employant trois ou quatre verres au lieu de deux ; mais l'appareil devient alors plus coûteux et aussi, chose encore plus grave, moins lumineux. — De plus la taille d'un objectif ordinaire exige le travail de 4 surfaces (2 par verre) ainsi que l'emploi d'une matière irréprochable au point de vue de l'homogénéité ou de la trempe : or, dès

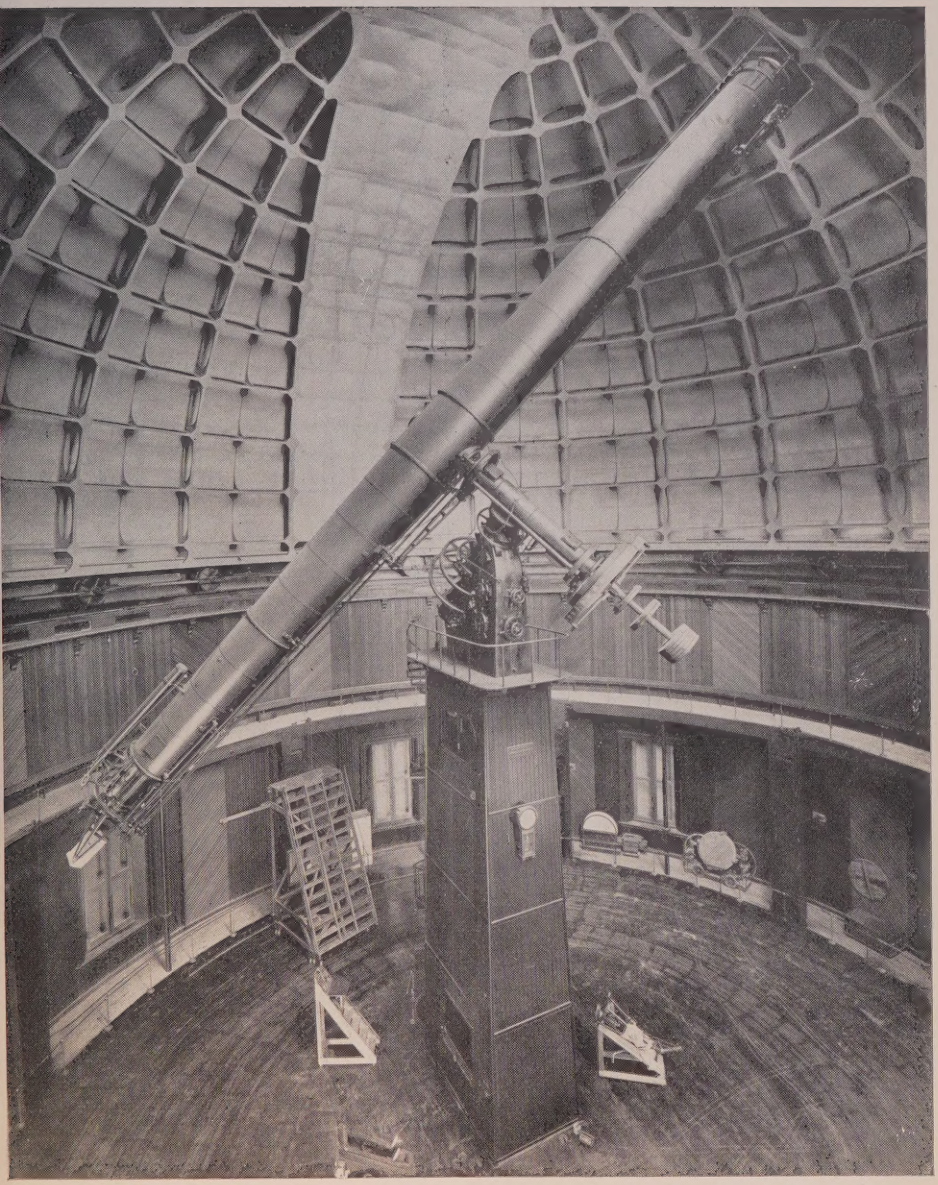
(1) Paraboliques et non plus sphériques comme au temps d'Herschel. On réduit ainsi beaucoup les aberrations.

qu'on excède les dimensions habituelles, il devient extrêmement difficile de couler de pareils blocs de verre sans défaut : en fait, un mètre de diamètre représente un maximum très difficile à atteindre et encore plus à dépasser.

Les Télescopes par contre n'exigent pas une matière aussi parfaite puisque la lumière ne les traverse pas : l'homogénéité du verre a encore de l'importance, mais seulement pour lui assurer une dilatation régulière sans déformation. Il n'y a plus qu'une surface à travailler et celle-ci peut se réargenter, sans qu'il faille, comme autrefois avec les miroirs métalliques, recommencer le polissage initial. Les Télescopes sont donc beaucoup moins chers. Mais surtout, avantage précieux pour la photographie ou la spectroscopie, ils sont parfaitement achromatiques et les difficultés de montage non plus que l'obligation de recourir souvent à un petit miroir auxiliaire renvoyant l'image sur le côté ne sauraient contrebalancer cette qualité. — Aussi les très grands instruments construits depuis 20 ans sont-ils presque tous des Télescopes (1).

6. Principales lunettes existantes. — Parmi les plus puissantes lunettes astronomiques employées actuellement, on peut citer chez nous celle de Meudon. Elle possède deux objectifs, dus aux Frères Henry, placés côte à côte : le plus grand, de 0 m. 83 de diamètre et de 16 m. 15 de distance focale, est achromatisé pour les rayons visuels ; l'autre, de 0 m. 65 et de 15 m. 75 de foyer, convient à la photographie. La grande lunette de Lick au Mont Hamilton (0 m. 91 d'ouverture) construite quinze ans plus tôt, dès 1878, est plus puissante encore (Pl. I) : l'excellence de son objectif d'Alvan Clark, servie par l'admirable ciel de Lick et aussi la perfection de sa monture sont justement réputées. D'autres instruments

(1) Voir, sur la Construction des Miroirs de Télescope modernes, les deux mémoires suivants, traduits en français et réunis en un seul volume, publiés par la Société d'Encouragement pour l'Industrie Nationale : Henry Draper, *Construction d'un Télescope à Miroir argenté* et G. W. Ritchey, *Sur le Télescope moderne à réflexion* (Paris, 1905, 44, rue de Rennes). On trouvera également de nombreux renseignements (et notamment la plus grande partie de la bibliographie du sujet) dans : G. Bigourdan, Les méthodes d'examen des miroirs et des objectifs (*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1915, p. A. 1).



Grande Lunette de 36 pouces (0 m. 91) de l'Observatoire Lick.
(Cliché de l'Observatoire Lick).

d'ouverture comparable existent encore à Poulkovo (Russie), à Potsdam (Allemagne), à Allegheny et à Flagstaff (Etats-Unis).

La plus perfectionnée de toutes ces lunettes est peut-être celle de Yerkes (E.-U.) qui date de 1897. C'est la plus grande du monde entier : 1 m. 02 de diamètre et 21 mètres de foyer. Comme à Lick d'ailleurs, un plancher mobile électrique élève l'observateur, quelle que soit la distance zénithale de l'astre visé, à la hauteur de l'oculaire, ce qui facilite beaucoup la manœuvre des spectroscopes, du spectrohéliographe ou des chambres photographiques qu'on y adapte tour à tour. L'achromatisme de l'objectif n'étant réalisé que pour les rayons visuels, une lentille correctrice (que l'on place un peu en avant du foyer) permet de faire converger en un même point les rayons actiniques et de prendre sur plaques ordinaires des clichés qui, sans cet artifice, exigeraient des plaques orthochromatiques.

Le mouvement d'horlogerie est, à Yerkes, muni d'un régulateur à force centrifuge, relié à une pendule (« electric control », § 3) : il est assez précis pour que, même durant de très longues poses photographiques, on n'ait pas à toucher à l'instrument dans son ensemble : on se contente de corriger les petites irrégularités inévitables — celles dues à la réfraction différentielle par exemple — en déplaçant au moyen de deux vis appropriées (en ascension droite et en déclinaison) le porte-châssis contenant la plaque, *par rapport à la lunette*. — Enfin les « calages », c'est-à-dire l'orientation de l'instrument, se font électriquement : les cercles divisés, marqués de chiffres très gros, se voient à l'œil nu du plancher et l'on n'a qu'à appuyer sur deux boutons pour que l'instrument entier se dirige de lui-même, en moins d'une minute, vers l'astre cherché.

7. Grands Télescopes. — Les plus célèbres de ces télescopes sont celui de 60 pouces du Mont Wilson, le Télescope Hooker de 100 pouces du même Observatoire (1) et le 72 pouces de

(1) G. E. Hale, *The New Heavens*, 1923 et *The Depths of the Universe*, 1924 (New-York, Scribner), *passim*.

Victoria (1) ; ils ne se ressemblent guère ; tous trois ont cependant ceci de commun que le verre du miroir principal a été coulé par la manufacture française de St-Gobain.

Le Télescope de 60 pouces du Mont Wilson (fig. 1) a été construit le premier (fin 1908). Le miroir, taillé par M. G. W.

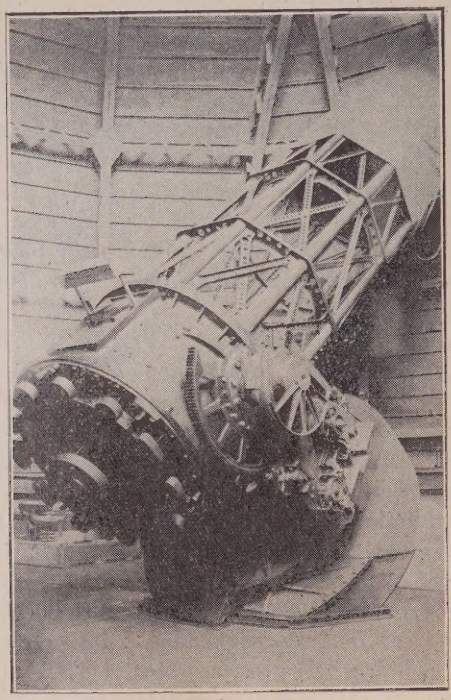
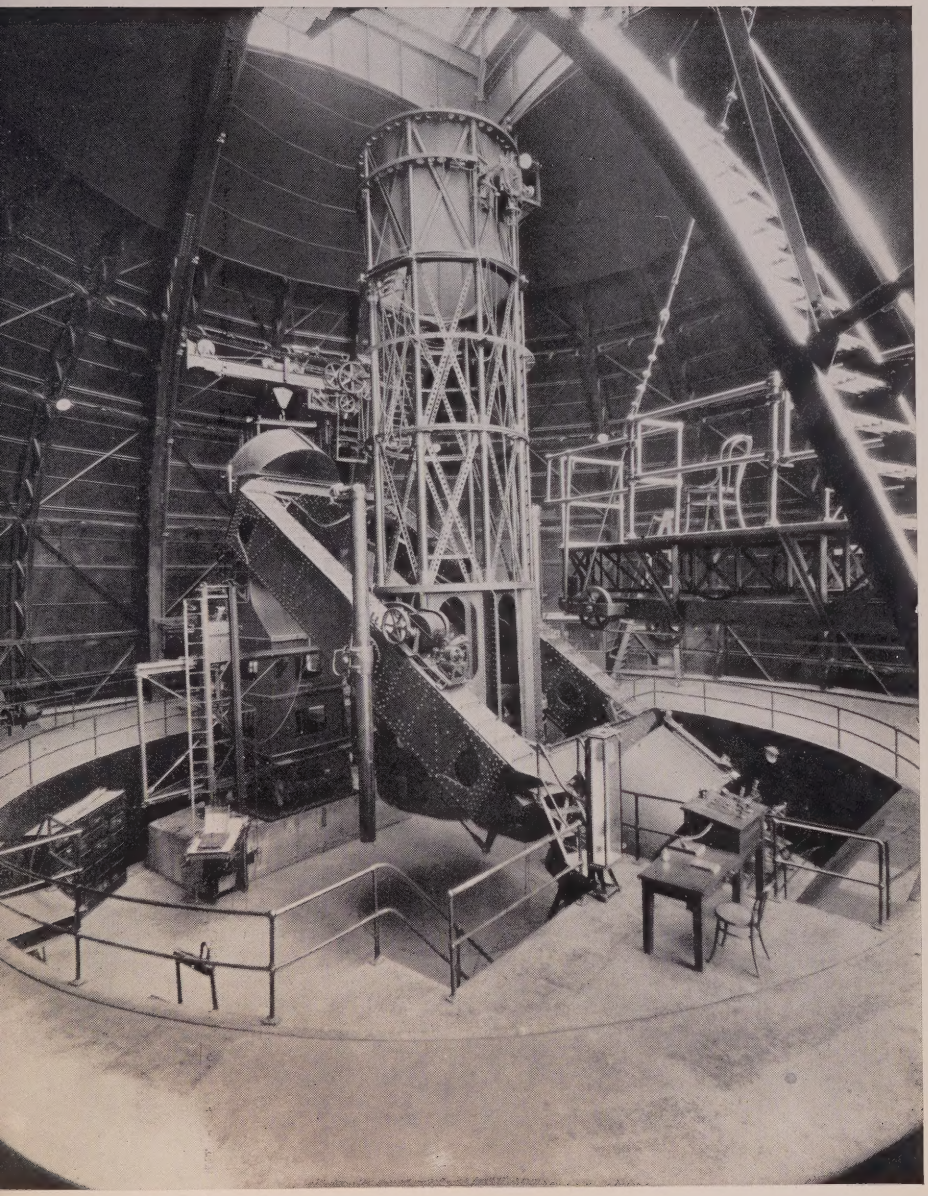


Fig. 1. — Télescope de 60 pouces du Mont Wilson.

Ritchey, a 1 m. 52 d'ouverture et 7 m. 60 de distance focale : il est monté dans son barillet d'une manière spéciale qui, grâce à des contrepoids bien placés, assure en tous les points l'égale répartition des réactions dues à la pesanteur. L'appareil,

(1) J. S. Plaskett, *The Dominion Astrophysical Observatory*, Ottawa, 1923 (F. A. Acland).



Grand Télescope de 100 pouces (2 m. 54) du Mont Wilson.
(Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

dont le tube est à claire-voie, est porté par une fourchette faisant suite à l'axe horaire : on peut ainsi franchir le méridien sans retournement, dans toutes les positions. De plus, afin d'alléger le poids formidable de la partie mobile, on l'a fait reposer à sa partie inférieure sur un bain de mercure : un large cylindre en forme de meule joue le rôle de flotteur. Ajoutons que diverses combinaisons de miroirs auxiliaires, plans ou convexes (et même hyperboliques), permettent de donner à l'ensemble des distances focales variées, de 7 m. 60 à 45 mètres.

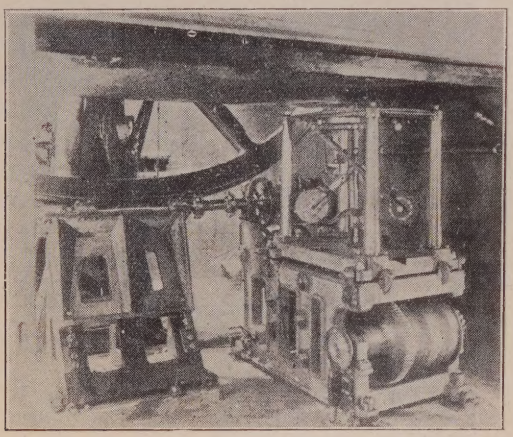


Fig. 2. — Mouvement d'Horlogerie du Télescope de 100 pouces du Mont Wilson.

Ce magnifique instrument, qui a rendu possible toute une série de travaux de premier ordre, a été surpassé par le Télescope Hooker (1) de 100 pouces, mis en service en 1919 (Pl. II et fig. 2). Ici la monture est différente : c'est celle connue sous le nom de « monture anglaise » (2) et déjà employée autrefois

(1) Ainsi nommé en mémoire du généreux donateur qui a fourni les fonds nécessaires à sa construction.

(2) Par opposition à la « monture allemande », la plus généralement adoptée pour les équatoriaux (et qui est celle des grandes lunettes de Lick ou de Yerkes par exemple).

pour les équatoriaux de la « Carte du Ciel » : l'axe polaire repose par ses deux extrémités sur deux supports distincts et sa partie médiane, largement évidée, porte le tube principal, à claire-voie ; on évite ainsi tout porte-à-faux, en renonçant il est vrai à jamais observer la région du Pôle.

Le diamètre du grand miroir du Télescope Hooker est de 2 m. 54, son épaisseur de 32 centimètres et sa distance focale

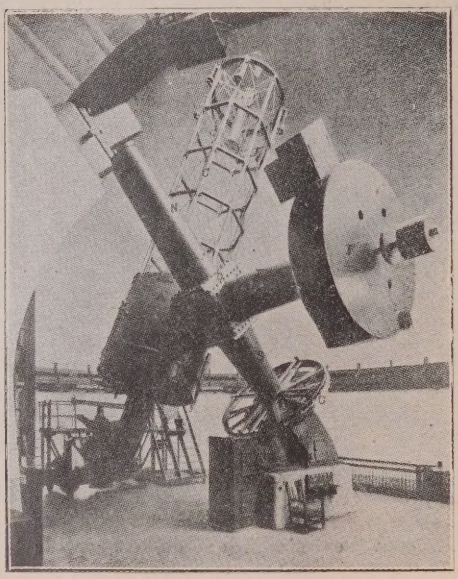


Fig. 3. — Télescope de 72 pouces (1 m. 82 d'ouverture) de Victoria B. C., Canada.

de 12 m. 60. Un système de circulation d'eau en maintient la température constante. On peut soit placer la plaque photographique au foyer même, soit la mettre sur le côté en utilisant un petit miroir plan à 45°, soit encore employer d'autres miroirs auxiliaires, calculés de façon à corriger les aberrations du miroir principal en offrant une série de distances focales variées. On peut aussi renvoyer la lumière vers la

partie inférieure creuse de l'axe horaire et l'étudier à l'aide d'un spectroscope placé en contre-bas dans une salle souterraine. — Le grossissement direct peut aller jusqu'à 5.000 fois.

Comme la partie mobile pèse 100 tonnes, deux flotteurs à mercure, analogues à celui du 60 pouces, soulagent à ses deux bouts l'axe polaire et 40 servo-moteurs électriques exécutent tous les mouvements qu'on a à faire : calages, rappels, mise au foyer, etc., de façon à rendre le maniement de l'appareil entièrement automatique.

Le grand Télescope de Victoria (fig. 3) dans l'Ile de Vancouver est le plus récent de ces instruments colossaux : il date de 1918 et a été construit pour le compte du gouvernement canadien. Son objectif, taillé par Brashear, a 1 m. 82 de diamètre et 9 mètres de foyer : il comporte, comme ceux du Mont Wilson, plusieurs modes d'utilisation permettant d'accroître la distance focale jusqu'à 32 mètres. Il est percé d'un trou en son centre : on peut alors, en adoptant la monture classique de Cassegrain, observer face au Ciel, ainsi qu'avec une lunette ordinaire, et fixer, si l'on veut, solidement le spectroscope à la partie inférieure, ce qui assure toute garantie sous le rapport de la stabilité.

L'axe horaire est comme au 100 pouces supporté par ses deux extrémités ; mais l'appareil ne se trouve pas en son milieu : il est placé tout d'un côté et de l'autre un énorme contrepoids lui fait équilibre. Les bains de mercure sont supprimés et tous les roulements sont à billes.

Cet instrument a bénéficié de l'expérience acquise lors de l'exécution de ses aînés et sa simplicité égale sa facilité de maniement. Malgré qu'il ne possède aucun système de synchronisation, le rouage d'horlogerie est assez précis pour qu'une étoile reste 10 minutes sur la fente du spectroscope sans qu'il soit besoin de toucher aux mouvements de rappel.

Pour terminer, nous mentionnerons, en ce qui touche la construction des miroirs, un principe qui, sans être nouveau, était du moins tombé dans l'oubli (1). La difficulté

(1) L'idée paraît en avoir été émise pour la première fois par A. A. Common (*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, t. L, 1890, p. 404).

extrême de couler de très grands disques de verre homogènes d'épaisseur proportionnée à leur diamètre a en effet conduit M. Ritchey (1) à constituer ses miroirs de deux plaques de verre circulaires parallèles, assemblées par une série d'alvéoles quadrangulaires. Les différentes pièces sont collées ensemble à l'aide d'un ciment spécial et le plateau supérieur seul réfléchit la lumière. Les essais, d'abord encourageants, ont été compliqués ensuite par des questions de recuit et le procédé est encore à l'étude.

L'Optique théorique n'a par ailleurs pas dit son dernier mot et, grâce aux travaux de MM. K. Schwarzschild, G. W. Ritchey et H. Chrétien (2), la réalisation de Télescopes plus sensiblement aplanétiques que ceux en service commence à être sérieusement envisagée.

(1) G. W. Ritchey, *Comptes rendus*, t. 181, 1925, p 208.

(2) *Revue d'Optique*, t. I, 1922, pp. 13 et 49. — Et aussi Thèse, Paris, 1927 (Editions de la *Revue d'Optique*).

CHAPITRE III

SPECTROSCOPIE ASTRONOMIQUE

A. — *Généralités sur les Spectres* (1).

1. Raies de Fraunhofer. — On a longtemps désespéré de connaître jamais des astres autre chose que ce que les lunettes nous en montrent. L'invention du Spectroscope a cependant permis d'analyser leur lumière et de savoir de quels éléments chimiques ils sont formés, malgré les distances énormes qui les séparent de nous.

La décomposition de la lumière blanche au moyen du prisme a été signalée pour la première fois par Newton ; mais ce fut l'opticien allemand Fraunhofer qui, en découvrant vers 1814 les raies du spectre solaire, fonda vraiment la Spectroscopie. Pour obtenir ces raies, il suffit de recevoir un faisceau de lumière solaire sur un écran percé d'une fente, puis de placer par derrière un prisme dont l'arête lui soit parallèle. En recueillant sur une feuille de papier blanc la lumière qui a traversé le prisme, on observe l'ensemble des couleurs de l'arc-en-ciel formant le « spectre solaire » : ce dernier est interrompu par une série de raies noires, de largeur inégale, parfois plus ou moins estompées et assez irrégulièrement placées. Ce sont les raies de Fraunhofer.

Les raies de Fraunhofer constituent autant d'images de la fente : elles sont larges si la fente est large et en reproduisent toutes les irrégularités ou les aspérités. Ainsi l'on peut dire que le prisme décompose la lumière qui le traverse

(1) Pour toutes ces généralités, on consultera avec fruit : E.-B. Frost, *Scheiner's Astronomical Spectroscopy*, Boston et Londres, 1894 (Ginn and C°) ; P. Salet, *Spectroscopie Astronomique*, Paris, 1909 (O. Doin).

en autant de radiations monochromatiques que cette lumière en contient et laisse vide, sous forme de raies noires, la place des radiations manquantes.

2. Différentes sortes de spectres d'émission. — A la suite de la découverte de Fraunhofer, Kirchhoff et Bunsen (1859-1860) étudièrent les spectres d'une multitude de sources lumineuses terrestres et classèrent ces spectres en trois catégories bien tranchées que nous retrouverons dans l'étude des astres. Ce sont :

1° *Les spectres continus.* — Ils correspondent aux corps solides ou liquides portés à l'incandescence par suite d'une élévation de température. Exemples : un feu d'anthracite, la lumière de Drummond, un filament de lampe électrique, les parties brillantes d'une flamme (qui doivent, on le sait, leur éclat aux particules solides en suspension).

2° *Les spectres de raies brillantes.* — Ce sont ceux des gaz incandescents à faible pression. Les raies y sont isolées et séparées par de larges intervalles sombres. Exemples : flamme d'alcool sodé ou lithiné, tubes de Geissler, lumière de l'arc électrique au mercure....

3° *Les spectres de bandes brillantes.* — Ils sont formés de séries de bandes qui d'un côté paraissent nettement délimitées et vont s'estompant de l'autre ; entre les diverses bandes se trouvent des intervalles obscurs. Une forte dispersion, c'est-à-dire un puissant spectroscope, résout ces bandes en fines raies brillantes de disposition régulière (1). Cette régularité se retrouve généralement dans la position des têtes des bandes elles-mêmes, lesquelles se reproduisent périodiquement à travers le spectre entier. Les spectres de bandes correspondent le plus souvent à des corps composés, à des combinaisons chimiques ; on a cru longtemps qu'il en était toujours ainsi et que les *atomes* des corps simples ne pouvaient en donner : le contraire est aujourd'hui démontré (2). Quoi qu'il en soit, ces spectres sont en Astronomie fort

(1) Etudiée pour la première fois il y a 40 ans par M. H. Deslandres.
(2) Voir notamment : M. Duffieux, *Thèse*, Paris, 1925 (Masson).

importants : on peut citer comme exemples : les bandes de l'Azote, celles de l'Oxyde de Titane (TiO^2) (fig. 164 du ch. IV, 4e Partie), le spectre du cône bleu du brûleur Bunsen (spectre de Swan ou du Carbone).

La place des raies dans un spectre est déterminée par la période des vibrations lumineuses répondant à chacune d'elles ou par leur longueur d'onde (1) : l'indice de réfraction, dont dépend la position des raies, est en effet, pour chaque espèce de verre, une fonction définie de la période. Pratiquement, on obtient la longueur d'onde d'une raie inconnue en la rapportant, par interpolation graphique par exemple, aux longueurs d'onde de raies connues de corps simples, étudiés avec l'appareil dont on se sert. Quant aux raies servant de base, leurs longueurs d'onde précises sont aujourd'hui déterminées par des méthodes interférentielles décrites dans les Traités de Physique (2).

On pourrait croire qu'à chaque élément chimique correspond un spectre particulier. C'est vrai en général, mais un même élément peut avoir plusieurs spectres suivant les conditions de production. Seulement ces spectres sont en très petit nombre. Un spectre caractérise donc un corps et, *en plus*, certaines conditions physiques telles que la température, la pression ou le mode d'illumination (électricité, chaleur, phosphorescence, etc.).

3. Spectres d'absorption. — Les raies et les bandes dont nous venons de parler, émises directement par les corps lumineux, sont brillantes sur fond obscur. Or le Soleil et, avec lui, l'immense majorité des étoiles ont des spectres de raies noires sur fond brillant. Quelle est la raison de cette anomalie ?

On l'a cherchée longtemps. La clef du mystère fut donnée par *l'expérience du renversement des raies*, due à Kirchhoff (1859) : les raies solaires et stellaires sont en général des

(1) Ce qui revient au même, car la longueur d'onde est, par définition, le produit de la période par la vitesse de la lumière.

(2) Par exemple : O. D. Chwolson, *Traité de Physique*, t. II, p. 622, Paris, 1906 (Hermann).

raies *d'absorption* et non *d'émission*. Voici en quoi consiste l'expérience en question (fig. 4).

En S est placée une source lumineuse à spectre continu, par exemple le bloc de chaux incandescente d'une lampe de Drummond. En avant de cette source, se trouve un écran de hauteur réglable E qui la sépare d'une flamme d'alcool sodé Na, c'est-à-dire d'une lampe à alcool contenant du sel marin. Une lentille de projection L donne l'image de tout le système sur la fente F d'un spectroscope A et l'observateur reçoit le spectre soit sur un verre dépoli V, soit dans son œil armé d'une loupe.

Si le bord horizontal de l'écran E est convenablement ajusté, l'observateur voit en V deux spectres superposés : le premier est émis par la flamme sodée ; il se compose

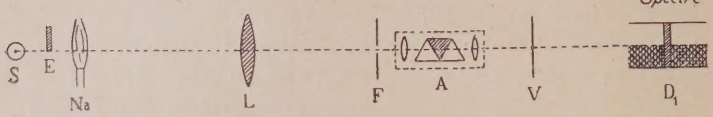


Fig. 4.

principalement des deux raies brillantes du Sodium D_1 et D_2 ; le second résulte de la superposition de ce spectre à celui de la lumière de Drummond, lequel est continu et brillant ; on y voit les raies D ; seulement, alors que dans le premier cas, elles apparaissaient brillantes sur fond sombre, dans le second, elles paraissent noires, par contraste avec le fond éblouissant du spectre continu. Mais, dans les deux cas, les raies D ont exactement la même intensité réelle, ainsi qu'il est facile de s'en rendre compte, puisque les deux spectres sont contigus.

La conclusion directe à tirer de là n'est autre que la loi de Kirchhoff sous sa forme primitive la plus simple. *Un gaz incandescent (ou une vapeur) absorbe les radiations qu'il est capable d'émettre et tend à substituer l'intensité propre de sa lumière à celle des radiations qui le traversent. Il laisse passer sans les modifier les autres radiations.* Comme plus un gaz est chaud plus il est lumineux, le seul fait que, dans

un spectre, certaines raies paraissent sombres prouve que le gaz absorbant qui les produit est moins chaud que la source émettrice du spectre continu.

Nous n'insisterons pas sur l'explication de l'expérience du renversement des raies et nous nous bornerons à renvoyer, pour ce point, aux ouvrages de Physique. Disons seulement qu'il y a là un phénomène de résonance analogue à celui, beaucoup plus simple à la vérité, qu'on observe pour le son : l'atome chimique dans les spectres de raies, la molécule dans les spectres de bandes les plus communs jouant ici le rôle du diapason résonnant de l'expérience acoustique.

4. Conséquences astronomiques de la loi de Kirchhoff. — On déduit immédiatement de ce qui précède qu'il y a dans le Soleil, et dans presque toutes les étoiles, une source lumineuse sphérique à spectre continu, très intense et très chaude, qu'une couche gazeuse absorbante, plus froide, entoure comme une atmosphère (1).

La nature de la source donnant le spectre continu n'est pas encore complètement élucidée, même en ce qui concerne le Soleil, dont la constitution nous est pourtant, en raison de sa proximité relative, mieux connue que celle des étoiles. Quant à la couche absorbante, gazeuse sans aucun doute mais moins chaude, ses propriétés et son étendue peuvent varier suivant les astres. Son existence a été démontrée pour le Soleil en disposant le spectroscope de façon à n'y recevoir que la lumière émanée du bord extrême du disque : on y retrouve brillantes les raies de Fraunhofer. Nous bornant en ce moment aux généralités, nous n'insisterons pas sur ces questions traitées plus en détail dans un chapitre ultérieur.

5. Limites de validité de l'Analyse spectrale. — Le spectroscope nous renseigne sur la composition chimique des astres, mais non sans d'importantes restrictions. Ainsi l'on observe rarement dans le Ciel le spectre d'un corps exactement tel qu'il se manifeste à nous au laboratoire, ce qui est

(1) Voir plus loin p. 139.

une cause fréquente d'incertitude. On peut cependant dire que la présence démontrée, dans un spectre, de raies d'un élément connu, avec leurs longueurs d'onde précises, surtout si les coïncidences sont nombreuses, suffit à établir la présence de l'élément dans la source : les différences d'intensité, l'absence de certaines raies même peuvent être mises sur le compte des circonstances de production. Le fait que les astres sont à des températures, des pressions ou dans des états électriques mal connus rend, en ce qui les concerne, cette hypothèse fort admissible. Il est d'ailleurs souvent difficile d'obtenir des corps chimiquement purs et, au cours d'une étude de laboratoire, on n'est jamais absolument sûr que quelques-unes des raies qu'on a classées ne sont pas dues à des impuretés : l'absence de telle ou telle raie ne peut donc, a fortiori, avoir de signification bien nette.

Un autre point sur lequel on ne saurait trop insister, c'est que l'analyse spectrale ne permet de *rien* affirmer au point de vue quantitatif. Certains éléments émettent très facilement leur spectre ; d'autres non. Ainsi 1/14.000.000e de milligramme de Sodium fait apparaître les raies D de ce corps dans la flamme d'un brûleur Bunsen, alors que, pour apercevoir celles du Cuivre, il en faudrait 1/285e de milligramme, soit 50.000 fois davantage (1). Par contre, les Métalloïdes donnent en général difficilement leur spectre, à part l'Hydrogène. Avec cela, la présence dans une flamme de corps étrangers ou d'impuretés peut non seulement faire apparaître de nouvelles raies, mais encore empêcher l'apparition de celles du corps étudié : 30 0/0 de Fer dans un arc au charbon suffisent à balayer du spectre les bandes du Carbone. Il faut 10 0/0 d'Hélium dans un mélange d'Hydrogène et d'Hélium pour qu'on observe les raies de ce dernier

(1) Chwolson, *Traite de Physique*, t. II, p. 290. La proportion de matière qui permet de déceler un corps dans un spectre varie du reste considérablement *suivant la raie envisagée*, ainsi que M. A. de Gramont, au cours d'une série de recherches minutieuses sur les raies appelées par lui « ultimes », l'a fait ressortir avec évidence *(Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, tomes 166, 1917 ; 172, 1920 ; 173, 1921 ; 175, 1922, *passim)*.

gaz, tandis que 1/100.000e d'Hydrogène suffit à montrer le spectre de l'Hydrogène dans une masse d'Hélium.

Tout cela montre bien que les caractères négatifs n'ont aucune valeur en Spectroscopie, surtout en Spectroscopie astronomique où l'on a affaire à des mélanges de corps variés, placés dans des conditions physiques très différentes de celles observées sur la Terre.

6. Causes physiques de variations des raies spectrales. — A ces remarques s'ajoute le fait qu'un certain nombre de causes physiques, assez multipliées même pour que leur étude détaillée suffise à justifier un ouvrage spécial, peuvent amener, dans l'aspect ou la position des raies, des différences parfois considérables. Nous ne ferons ici que passer rapidement en revue ces divers facteurs sur lesquels nous aurons fréquemment l'occasion de revenir.

La largeur d'une raie d'émission ou d'absorption dépend tout d'abord de l'épaisseur de la couche de gaz ou de vapeur qui la fait naître : elle varie par exemple avec les dimensions de la flamme ou, ce qui revient au même, avec la richesse de celle-ci en matière active. Elle dépend aussi, on le verra dans un instant, de la température de la source. Nous nous bornerons à mentionner les renversements de raies qui peuvent être amenés par la présence d'une couche périphérique de vapeurs plus froides ou plus chaudes : ce sont là des apparences assez capricieuses qui s'observent souvent en Spectroscopie.

Parmi les causes principales qui peuvent affecter les positions des raies, on peut citer :

1° L'Effet Doppler-Fizeau (1) qui les déplace soit vers le rouge soit vers le violet, selon que la source lumineuse et l'observateur s'éloignent ou se rapprochent l'un de l'autre. Le décalage est proportionnel à la vitesse relative de la source et aussi à la longueur d'onde de la raie envisagée : pour une raie de longueur d'onde λ 5.000 Å et une source animée par rapport à l'observateur d'une vitesse de 30 km./sec., il est de l'ordre de 0,5 Å.

(1) Voir p. 128.

C'est ce phénomène qui, du seul fait que les atomes lumineux ont des vitesses d'agitation désordonnées, exigées par la théorie cinétique des gaz (1), donne aux raies spectrales une largeur finie, proportionnelle à la racine carrée de la température absolue.

2° L'Effet Humphreys-Mohler ou déplacement dû à la pression. En général un accroissement de pression entraîne une déviation proportionnelle des raies spectrales du gaz lumineux. Cette déviation, habituellement vers le rouge, est différente suivant les éléments : elle ne varie en raison directe de la longueur d'onde que pour les raies qui, chez un élément donné, appartiennent à une même « série », au sens que donnent à ce mot les recherches modernes (2). Les déplacements sont de l'ordre de 0,1 Å pour un changement de pression de 10 atmosphères : il est à noter cependant que les spectres de bandes paraissent en général excessivement peu sensibles à la pression. — MM. W. J. Humphreys et J. F. Mohler (3) ; M. W.-G. Duffield (4) et M. A. S. King (5) notamment ont étudié avec soin l'action de ce facteur, auquel les conditions qui règnent dans les astres confèrent un intérêt très grand.

En plus des décalages ci-dessus, une augmentation de pression amène un élargissement des raies, déjà très sensible pour une dizaine d'atmosphères ; au delà, les raies tendent à se rapprocher les unes des autres et à se confondre, si bien qu'aux pressions élevées le spectre devient pratiquement continu, chose d'autant moins surprenante que les molécules sont alors très voisines (à l'instar de celles des liquides ou des solides).

3° L'Effet Zeeman. La présence d'un champ magnétique

(1) Voir plus loin p. 306.

(2) Celles inaugurées par MM. Rydberg, puis surtout Kayser et Runge.

(3) *Astrophysical Journal*, t. III, 1896, p. 114 ; t. IV, 1896, p. 249 ; t. VI, 1897, p. 169.

(4) *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Série A, volume 208, 1908, p. 111 ; 209, 1909, p. 205 et 211, 1912, p. 33.

(5) *Astrophysical Journal*, t. XXXIV, 1911 ; XXXV, 1912, *(passim)* notamment et années suivantes.

puissant exerce sur les raies spectrales une influence sui generis (1), en général symétrique mais non pas toujours : le champ les décompose en un nombre plus ou moins grand de composantes, polarisées circulairement ou rectilignement de façons diverses que la théorie permet, dans la plupart des cas, de prévoir. L'écartement des composantes, très variable suivant les raies, est proportionnel au champ magnétique et, pour les raies d'une même « série » tout au moins, au carré de la longueur d'onde : il est, avec les raies D du Sodium ($\lambda\lambda$ 5890 et 5896), de l'ordre de 0.5 Å, dans un champ magnétique de 10.000 gauss.

C'est surtout en Physique Solaire, dans les taches notamment — où il a fait l'objet en 1908 d'une brillante découverte de M. Hale — que ce phénomène offre une importance astronomique.

4° L'Effet Stark (2). Un champ électrique intense provoque, dans l'aspect des raies d'un corps, des modifications rappelant les précédentes, mais qui s'en distinguent pourtant nettement dans les détails. L'écart des composantes, très variable suivant les cas, atteint souvent quelques unités d'Ångström pour des champs statiques se chiffrant par dizaines de milliers de volts par centimètre. L'Effet Stark n'a pas encore trouvé jusqu'ici d'applications astronomiques.

5° L'Effet Einstein (3). Enfin un champ de gravitation puissant doit faire naître, d'après la Théorie de la Relativité généralisée de M. Einstein, un léger déplacement des raies spectrales vers le rouge, proportionnel à la masse du corps attirant et en raison inverse de son rayon. Pour le Soleil, à la surface, le décalage serait de l'ordre de 0,008 Å. Des écarts de cette nature auraient sur toutes nos conceptions

(1) Voir plus loin p. 274.

(2) On trouvera de nombreuses données numériques, avec indications bibliographiques, sur l'Effet Stark dans les « Données numériques de Spectroscopie », rassemblées par L. Brüninghaus, Extrait des *Tables annuelles de constantes et données numériques*, publiées par M. Ch. Marie, Paris, 1926, p. 591 (Gauthier-Villars).

(3) A.-S. Eddington, *The Mathematical Theory of Relativity*, Cambridge (University Press), 1923, p. 91

physiques de graves répercussions, mais leur vérification dans le Soleil est encore discutée (1).

Tous ces effets sont inhérents aux corps célestes eux-mêmes que nous étudions ; il faut encore tenir compte en Spectroscopie astronomique de causes d'erreur affectant les spectres terrestres servant de comparaison : avant d'affirmer que telle raie d'un astre offre un déplacement attribuable à telle ou telle influence, il faut d'abord connaître avec précision la longueur d'onde de la raie terrestre correspondante. Toutes sortes de facteurs jouent ainsi, dans les recherches spectrales, leur rôle : nous renverrons pour leur étude aux ouvrages spéciaux (2). Nous nous contenterons de citer, comme exemple d'un de ceux qui ont le plus occupé les physiciens dans ces derniers temps, le « Pole Effect » (3), lié, dans l'observation des raies de l'arc électrique, à la région lumineuse particulièrement visée : son intervention est fort gênante dès qu'il s'agit de mesures délicates.

B. — *Spectroscopes Astronomiques (4).*

1. Différentes sortes de spectroscopes. — Les premiers spectroscopes étaient fondés sur la propriété que possède le prisme de décomposer la lumière. On a imaginé depuis d'autres appareils dispersifs, notamment les réseaux fondés sur la diffraction et les appareils interférentiels tels que le spectroscope à échelons de Michelson ou l'interféromètre Fabry-Perot. Ces instruments commencent à recevoir des applications astronomiques : ils ont cependant été long-

(1) Le satellite de Sirius semble présenter un cas remarquable d'observation de ce genre (Voir p. 560).

(2) Par exemple : H. Kayser, *Handbuch der Spektroskopie*, Leipzig, 1900 et années suivantes (S. Hirzel).

(3) Données numériques et bibliographie dans l'ouvrage déjà cité de L. Brüninghaus, p. 615.

(4) Nous renverrons sur ces questions aux ouvrages cités au début du Chapitre (de Frost et de P. Salet) et aussi : à E. C. C. Baly, *Spectroscopy*, 3e édit., 1924, Londres (Longmans, Green et Co). Ce dernier ouvrage est particulièrement précieux en ce qui concerne les spectroscopes de laboratoire.

temps peu employés. Leur principal défaut est leur peu de luminosité. La lumière est, en Astrophysique, chose infiniment précieuse ; on n'en a jamais assez ; le manque de pose est toujours à craindre, surtout quand il s'agit d'astres faibles, presque seuls aujourd'hui à fournir des clichés spectraux vraiment intéressants. Or les spectroscopes à prismes sont, de tous, de beaucoup les plus lumineux : c'est donc à eux que l'on s'adresse de préférence.

2. Rappel de quelques propriétés du prisme. — Les propriétés élémentaires du Prisme sont décrites dans tous les Cours de Physique : nous dirons seulement quelques mots de celles qui nous seront le plus utiles ou qui ne sont pas toujours clairement mises en évidence.

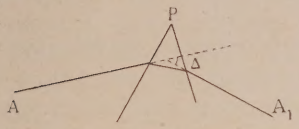


Fig. 5.

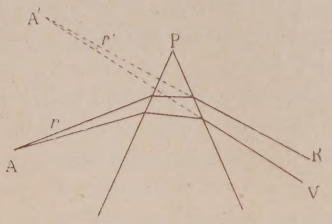


Fig. 6.

On sait que, quand un faisceau issu d'un point lumineux, situé pour plus de simplicité à l'infini, traverse un prisme (fig. 5), il existe une position de celui-ci pour laquelle la déviation Δ subie par les rayons passe par un minimum : on dit alors que le prisme est au *minimum de déviation*. Quand cette condition est réalisée, le faisceau émergent et le faisceau incident font avec les faces des angles égaux.

Le minimum de déviation a une autre propriété très importante. Considérons un faisceau monochromatique émis par un point lumineux A (fig. 6). On démontre en Optique qu'en général le faisceau émergent n'est pas *homocentrique*, c'est-à-dire que les rayons qui le constituent ne viennent pas en général passer tous par un point unique A′ (qu'on pourrait

appeler l'image de A) ainsi que cela aurait lieu pour une lentille mince. En d'autres termes, un point lumineux *à distance finie* n'a, dans un prisme, habituellement pas d'« image ». Pour qu'il en ait une, on démontre qu'il faut que le prisme soit au minimum de déviation, c'est-à-dire que les angles d'incidence et d'émergence soient égaux. Dans ce cas, on établit également en Physique que, r et r' étant les distances au prisme du point A et de son image (virtuelle, bien entendu) A', on a $r = r'$. Cette condition est satisfaite quelle que soit la longueur d'onde de la radiation considérée : elle joue, nous le verrons, un rôle dans la construction des spectroscopes.

Malheureusement, précisément en raison de la dispersion, un prisme ne peut être exactement au minimum pour toutes les radiations à la fois. On ne peut donc jamais, semble-t-il, obtenir simultanément des images nettes d'un point lumineux à distance finie, pour toutes les radiations qu'il émet.

Un autre défaut des prismes est la courbure des raies spectrales produites par une fente rectiligne éclairée. Les propriétés ci-dessus impliquent en effet que la source lumineuse envisagée est située dans le plan de la section principale du prisme, normal au milieu de l'arête réfringente. S'il n'en est pas ainsi, les choses se passent en gros, pour les extrémités de la fente, comme si l'angle réfringent était accru et les raies sont incurvées du côté du violet. Cette circonstance, de peu d'importance en général, devient dans certains appareils fort gênante (1).

3. Instruments a grande dispersion. — Un prisme de verre unique ne donne jamais une dispersion angulaire bien grande, la différence d'indice, du rouge au violet, n'étant jamais fort élevée. On remédie d'ordinaire à cela en employant un « train » de plusieurs prismes, deux ou trois par exemple ; mais on est limité dans cette voie par les pertes de lumière et notamment par l'absorption provenant du

(1) Dans le spectrohéliographe, notamment. Voir plus loin p. 159.

trajet relativement considérable des rayons à travers le verre.

C'est là un inconvénient d'autant plus grave que Lord Rayleigh a démontré que le « pouvoir séparateur » d'un spectroscope est proportionnel à l'épaisseur de matière traversée ; autrement dit, pour séparer nettement les deux raies D du Sodium (dont l'intervalle est de 6 Å), il ne servirait à rien d'observer le spectre avec une lunette ou une chambre photographique à très long foyer ; il est indispensable que l'épaisseur *totale* à la base du ou des prismes employés atteigne une certaine valeur, en l'espèce 27 millimètres (1).

On a cherché à accroître la dispersion en utilisant comme milieux dispersifs des liquides contenus dans des cuves de verre prismatiques. Certains liquides ont en effet, comparés au verre, des dispersions considérables, le Sulfure de Carbone entre autres. Par malheur leurs indices varient beaucoup avec la température, ce qui a fait en général, à cause du trouble ainsi apporté aux images, renoncer à leur emploi. Le dernier mot n'est cependant pas dit dans cette voie et certaines expériences récentes, avec l'eau, semblent assez encourageantes (2).

4. Prismes a vision directe. — On se sert souvent, dans le but d'avoir des faisceaux plus sensiblement homocentriques, de prismes à vision directe tel que celui d'Amici (fig. 4), formé d'un groupe de trois prismes collés ensemble, de grand angle réfringent et disposés comme dans la figure : le prisme du milieu est en flint, les deux autres en crown. Grâce à l'inégale dispersion du flint et du crown, ce système ne dévie pas sensiblement les rayons lumineux, tout en les dispersant. Il se comporte à leur égard, pour les rayons non déviés, comme une lame à faces parallèles : le faisceau émergent issu d'un point est donc, pour toutes les couleurs, à peu près homocentrique et les images sont théoriquement nettes.

(1) Baly, ouvrage cité, p. 66.
(2) J. Duclaux et P. Jeantet, *Revue d'Optique*, t. 2, 1923, p. 384.

Ce principe est appliqué en Astronomie dans divers Spectroscopes visuels et en particulier dans le Spectroscope-oculaire de Zöllner (1) (fig. 7). Cet appareil se monte sur l'oculaire d'une lunette astronomique ordinaire, entre l'œil et l'oculaire L. Il est formé d'un petit prisme à vision directe, suivi d'une lentille cylindrique Cy contre laquelle se place l'œil et qui est destinée à donner une largeur finie au spectre de l'étoile, afin d'en faciliter l'observation.

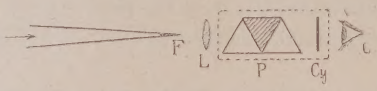


Fig. 7.

Le principal avantage de l'oculaire spectroscopique de Zöllner est sa commodité. Le faisceau qui le traverse est celui qui émerge d'un oculaire ordinaire ; il passe tout entier à travers l'anneau oculaire (image de l'objectif dans l'oculaire) et il est par suite très étroit. Le prisme peut donc être fort petit et peu coûteux, tout en étant de bonne qualité

Fig. 8.

optique. Malheureusement les images sont évidemment virtuelles et ne se prêtent pas aux mesures micrométriques précises, de sorte que l'appareil ne peut guère servir qu'à une reconnaissance qualitative des spectres.

Un autre dispositif analogue est celui du P. Secchi (fig. 8) où le prisme est placé près du foyer, mais en avant (du côté de l'objectif) ; une lentille cylindrique Cy élargit l'image réelle du spectre qu'on observe alors avec un oculaire ordinaire L (2). Ici les images sont réelles ; malheureusement

(1) Frost, *Scheiner's Astronomical Spectroscopy* (déjà cité), p. 37.

(2) Frost, *loc. cit.*, p. 30. Bien entendu, l'interposition du prisme qui agit comme une épaisse lame à faces parallèles a pour effet d'allonger légèrement la distance focale de l'objectif.

les imperfections des systèmes optiques traversés les rendent trop souvent défectueuses (1).

5. Montage d'un spectroscope a prismes ordinaires. — Il est difficile d'obtenir de bons prismes à vision directe avec de fortes dispersions : aussi préfère-t-on, dans les grands instruments, employer des prismes ordinaires. On s'appuie alors, pour avoir des images nettes, sur ce qu'un faisceau parallèle est toujours homocentrique, quelle que soit son incidence, même si le prisme n'est pas au minimum.

On dispose habituellement les différentes pièces de la manière suivante (fig. 9).

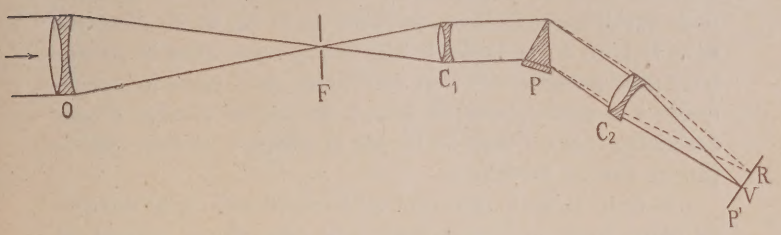


Fig. 9. — Marche des rayons dans un spectroscope astronomique.

Le grand objectif O de la lunette astronomique donne de l'astre observé une image réelle dans le plan focal F, où l'on place la fente du spectroscope, fente destinée à limiter étroitement le faisceau étudié. Afin de transformer ce dernier en faisceau parallèle, on place en C_1 une lentille collimatrice achromatique, ayant son foyer en F. Les rayons parallèles issus de C_1 pénètrent alors dans le prisme P (ou les prismes) qui les dévie, en les dispersant, sans leur faire perdre leur parallélisme, puisque le faisceau est homocentrique. Les rayons émergeant du prisme tombent ensuite sur un second objectif C_2 qui est celui de la chambre photogra-

(1) Avec le montage de Zöllner, l'étroitesse du faisceau final réduit beaucoup cet inconvénient.

phique et qui donne, sur la plaque (1) placée en P', autant d'images réelles de la fente F que la lumière de l'astre renferme de radiations monochromatiques distinctes.

Voyons maintenant les conditions que doivent satisfaire les diverses pièces. Pour ne pas perdre de lumière et pour ne pas avoir de dimensions inutilement grandes, l'objectif du collimateur C_1 doit avoir le même rapport d'ouverture que le grand objectif O. Il doit de plus être très bien achromatisé afin que le faisceau C_1P soit sûrement parallèle pour toutes les radiations du spectre.

En principe, le prisme n'a pas besoin d'être au minimum de déviation. On l'y met cependant toujours. Ceci de façon à corriger les défauts inévitables d'achromatisme du grand objectif O ou de l'objectif C_1 du collimateur. Si en effet, pour certaines radiations, le foyer de O ou de C_1 n'est pas dans le plan de la fente, le faisceau entrant dans le prisme n'est plus parallèle. Si l'on veut alors qu'il reste homocentrique à sa sortie (faute de quoi il ne saurait donner d'images nettes dans l'objectif C_2 sur la plaque), il faut que le prisme soit au minimum.

L'objectif C_2 de la chambre est généralement achromatisé, au moins pour le domaine spectral que l'on a surtout en vue ; mais son imperfection à cet égard peut se corriger dans une certaine mesure. Il suffit d'incliner la plaque, dans un sens ou dans l'autre.

Tout ce qui précède suppose bien entendu que la fente F est exactement dans le plan focal du grand objectif.

6. Guidage de la Lunette. — Pendant la pose, l'image de l'étoile observée ne reste pas d'elle-même en F : les variations de la réfraction atmosphérique, les ondulations de l'air et surtout les irrégularités du mouvement d'horlogerie tendent sans cesse à l'écarter de cette position : il faut l'y ramener constamment en agissant sur les manettes de rappel de la lunette en ascension droite et en déclinaison.

(1) L'observation visuelle est aujourd'hui, surtout en ce qui concerne les instruments puissants, presque entièrement abandonnée.

On atténue les effets des irrégularités du rouage en orientant la fente parallèlement au mouvement diurne. Pour maintenir ensuite l'image rigoureusement en place, on peut : 1° soit employer une fente F à joues métalliques réfléchissantes et légèrement inclinées par rapport à l'axe optique principal : on s'assure alors que l'étoile n'a pas bougé à l'aide d'une petite lunette auxiliaire et, dans le cas contraire, on corrige le déplacement ; 2° soit profiter de ce qu'une partie de la lumière se perd par réflexion sur la première face du prisme et recevoir cette lumière dans une petite lunette L' ; on aperçoit alors la fente par derrière et, celle-ci étant supposée parallèle au mouvement diurne, dès que l'étoile vient à quitter sa position en déclinaison, elle disparaît ; si elle la

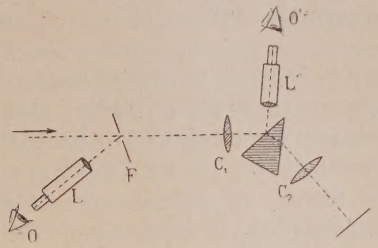


Fig. 10.

quitte en ascension droite, on le voit fort bien : dans les deux cas on la ramène à sa position comme précédemment (fig. 10). — L'inconvénient du second procédé est que, quand la fente est fine, on perd parfois l'étoile de vue. Le premier système, quoique peut-être moins souvent employé, nous paraît préférable.

7. Spectre de comparaison. — Une fois le spectre de l'étoile obtenu, il faut avoir, sur la plaque même, des points de repère permettant d'évaluer, par interpolation, les longueurs d'onde des raies de l'étoile. A cet effet, quand la pose est terminée, on masque, à l'aide d'un petit diaphragme, l'endroit précis de la fente où se formait l'image de l'astre. Puis on place devant la fente un tube de Geissler, contenant un gaz connu (Hydrogène, Hélium, Néon, etc.) ; on

excite alors électriquement le tube, qui donne un spectre de raies brillantes sur la plaque, en respectant la partie impressionnée par l'étoile et protégée par le diaphragme (fig. 11). Le spectre de l'étoile apparaît ainsi au milieu du cliché et le spectre de comparaison au-dessus et au-dessous, disposition évidemment très favorable à des mesures précises (fig. 163, p. 501).

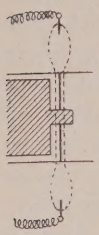


Fig. 11.

Les tubes de Geissler ne donnent en général que des spectres de gaz formés d'un petit nombre de raies. On les remplace souvent par une étincelle électrique de bobine d'induction, qu'on fait éclater devant la fente entre deux électrodes d'un métal connu (le Fer, le Titane, ...) donnant beaucoup de raies (fig. 163).

8. Réglage d'un spectroscope astronomique. — Tout ce qui précède suppose le spectroscope réglé : c'est là une opération parfois délicate dans la pratique. Le mieux est de procéder par tâtonnements au moyen de la photographie. 1) On met le prisme au minimum de déviation, puis on place approximativement la fente au foyer de la lentille collimatrice C_1. 2) On dispose alors une source artificielle devant la fente — tube de Geissler, étincelle au Fer — et on exécute une série de clichés de son spectre, en faisant varier par degrés successifs le tirage (1) de l'objectif de la chambre C_2 : on note le tirage qui donne, *au milieu* de la plaque, les raies les plus nettes et on l'adopte provisoirement. 3) Ceci fait, on cherche à perfectionner de la même façon le tirage de l'objectif C_1 du collimateur, en le faisant *seul* varier et en appréciant photographiquement les résultats. 4) Une fois les deux objectifs C_1 et C_2 au point, il ne reste plus qu'à corriger, par une inclinaison de la plaque, les défauts d'achromatisme de C_2 ; on y parvient, par le même procédé, en faisant varier cette inclinaison de degré

(1) Nous supposons ici les objectifs de la chambre et du collimateur susceptibles de se déplacer dans le sens de leur axe optique le long d'une échelle divisée, dont la lecture constitue le « tirage ».

en degré et en adoptant la meilleure position, après examen des raies extrêmes des clichés.

En recommençant, par échelons plus rapprochés, les mêmes opérations, dans leur ordre, on obtient une seconde approximation du réglage qui est toujours suffisante. La netteté des raies a, dans ces réglages, une importance capitale : il est donc nécessaire d'opérer avec une fente très fine (de l'ordre du 1/50e de millimètre) dont la pratique révèle la largeur optimum.

L'appareil une fois réglé, il faut encore le mettre en place sur la lunette astronomique, de façon que la fente soit dans le plan focal du grand objectif. On ne peut guère songer à déplacer tout le spectroscope, généralement lourd, le long de l'axe optique : il doit en effet être attaché au tube de la lunette d'une manière très rigide et, si l'on veut éviter tout fléchissement, mieux vaut que le mode de fixation soit définitif. Pour tourner la difficulté, le moyen le plus simple est de monter le tube de la lunette collimatrice — dont une extrémité porte la fente et l'autre l'objectif C_1 — de manière qu'il puisse coulisser suivant son axe optique : on peut alors, au moyen d'une crémaillère par exemple, déplacer tout l'ensemble à volonté par rapport au plan focal principal. Les choses étant ainsi disposées, on vise une belle étoile en ouvrant largement la fente (pour avoir plus de lumière) et on fait coulisser la lunette collimatrice jusqu'à ce que le spectre observé en P′ à la loupe apparaisse comme une ligne aussi mince que possible : l'appareil est alors au foyer.

9. Luminosité des spectroscopes. — On sait que la luminosité d'un appareil photographique ordinaire est proportionnelle au carré du rapport d'ouverture $\frac{D}{F}$, D étant le diamètre de l'objectif, F sa distance focale (1). Le temps de pose (2) est alors en raison inverse de $\frac{D^2}{F^2}$.

(1) La quantité de lumière reçue est évidemment proportionnelle à D^2, les dimensions linéaires de l'image à F, sa surface à F^2 et la quantité de lumière par unité de surface (qui détermine l'action photographique) est bien proportionnelle à $D^2 : F^2$.

(2) Car le temps de pose nécessaire pour obtenir une opacité donnée

Il en est de même dans un spectroscope pour une image monochromatique, si l'objectif de la chambre a la même distance focale que celui du collimateur. Dans le cas contraire, le spectroscope grossit ou réduit les images données par l'objectif astronomique, ainsi qu'on s'en rend compte facilement : les dimensions linéaires de celles-ci sont alors, si f_1 et f_2 désignent les distances focales du collimateur et de la chambre, multipliées par $\frac{f_2}{f_1}$ et la luminosité est proportionnelle à $\frac{D^2}{F^2} : \frac{f_2^2}{f_1^2}$.

Tout cela n'est valable que pour les astres à spectre brillant discontinu et dont le diamètre apparent n'est pas nul (nébuleuses galactiques) : la lumière se répartit alors sur toute l'image et l'on peut raisonner comme pour la photographie d'objets terrestres. Les images des étoiles au contraire ne sont pas agrandies par les objectifs astronomiques, à cause de la diffraction ; lorsqu'on les photographie, le diamètre extrêmement petit que celle-ci leur assigne n'influe guère, en raison des fluctuations de l'atmosphère, de sorte que la quantité de lumière par unité de surface de l'image reste sensiblement proportionnelle au carré D^2 du diamètre de l'objectif principal. La distance focale n'intervient plus, et, pour les étoiles à raies brillantes isolées, la luminosité est proportionnelle à $D^2 f_1^2 : f_2^2$.

Le cas des astres à spectre continu est assez différent. Pour les planètes, l'éclat de la fente est proportionnel à $\frac{D^2}{F^2}$, la hauteur du spectre à $\frac{f_2}{f_1}$ et sa longueur à nf_2 (n ne dépendant que de la dispersion des prismes). L'éclat du spectre (l, largeur de la fente) est donc $\frac{D^2 f_1 l}{nF^2 f_2^2}$. Pour les étoiles, avec l'agitation atmosphérique, ce serait plutôt $\frac{D^2 f_1 l}{n f_2^2}$.

Donnons un exemple. Soit à comparer un spectroscope à 1 prisme monté sur le Grand Télescope de 1 mètre de Meu-

du cliché varie sensiblement en raison inverse de l'éclat de l'image (Voir p. 67).

don $\left(\frac{D}{F} = \frac{1}{3}\right)$ avec un spectroscope à 3 prismes analogues monté sur la Grande Lunette de 80 cm. du même Observatoire $\left(\frac{D}{F} = \frac{1}{20}\right)$. Supposons que le collimateur et la chambre du premier spectroscope aient pour distances focales respectives 30 cm. et 10 cm., le collimateur et la chambre du second 50 cm. tous deux.

La luminosité du premier appareil sera, pour une planète $\left(\frac{1}{3}\right)^2 \frac{30}{1.10^2}$; celle du second $\left(\frac{1}{20}\right)^2 \frac{50}{3.50^2}$.

Ces deux nombres sont dans le rapport de 2.000 à 1. Il faudrait poser 2.000 fois plus longtemps un spectre de planète avec le second appareil qu'avec le premier : il est vrai que ce spectre présenterait alors un intérêt très supérieur.

S'il s'agissait d'une étoile, ces chiffres devraient être modifiés : la luminosité des deux spectroscopes serait dans le rapport de $\frac{100^2.30}{1.10^2}$ à $\frac{80^2.50}{3.50^2}$ ou environ de 70 à 1. On voit l'énorme différence des deux cas ; on voit aussi que le premier instrument est mieux approprié à l'étude des astres à diamètre apparent ; le second ne convient guère qu'à celle des étoiles.

Ces calculs (au cours desquels nous avons, bien entendu, négligé les pertes de lumière) sont fort instructifs et on ne doit jamais monter un spectroscope sans les faire soigneusement : ils évitent bien des déceptions. Pourtant il ne faudrait pas s'exagérer leur portée précise : les agitations de l'air et les diverses aberrations instrumentales, en donnant un diamètre apparent factice aux étoiles, tendent à rapprocher les deux cas, si différents en principe, des planètes et des étoiles. C'est surtout lorsqu'il s'agit d'appareils analogues que la comparaison peut se faire avec exactitude.

10. Pertes de lumière. — Ces questions de luminosité ont d'autant plus d'importance que, dans un spectroscope astronomique à fente, les pertes de lumière sont formidables. Ce sont elles qui rendent surtout nécessaires les très grands instruments comme on en construit aujourd'hui un peu partout, en Amérique et ailleurs.

Les pertes de lumière proviennent de trois causes : pertes par réflexion, pertes par absorption et pertes correspondant à la lumière ne pénétrant pas dans la fente.

1° *Pertes par réflexion.* — Elles sont déterminées par les formules classiques de Fresnel sur la réflexion vitreuse, en fonction de l'indice de réfraction et de l'angle d'incidence. Pour chaque surface de verre traversée normalement, elles se montent : pour le flint d'indice 1,64, à 5,8 0/0 ; pour le crown d'indice 1,53, à 4,4 0/0, soit en moyenne à 5 0/0. Comme les incidences des rayons sur les objectifs ne sont pas toujours normales, on peut même porter ce chiffre à 6 0/0. Pour les prismes au minimum, où les incidences sont très obliques, la perte atteint en gros 10 0/0 par surface traversée (1).

2° *Pertes par absorption.* — Ces pertes proviennent de la transparence imparfaite du verre : l'expérience seule permet de les connaître exactement. Pour 10 centimètres d'épaisseur elles peuvent s'élever à (2) :

Pour le flint,	16 0/0	avec les rayons visibles.
» crown,	15 0/0	
Pour le flint,	38 0/0	avec les rayons photographiques.
» crown,	31 0/0	

On voit donc que, dans un objectif astronomique de 10 centimètres d'épaisseur totale, c'est-à-dire de 60 ou 70 centimètres de diamètre, il y a, par absorption, 16 0/0 de perte pour l'observation visuelle et 35 0/0 environ pour la photographie. Les pertes par réflexion s'élevant à $1 - (0{,}94)^4$ (puisqu'il y a 4 surfaces de verre) soit 23 0/0, on voit que la perte totale de lumière atteint $1 - 0{,}84 \times 0{,}77$ ou 36 0/0, pour l'observation visuelle, et $1 - 0{,}65 \times 0{,}77$ ou 50 0/0, pour la photographie.

3° *Pertes occasionnées par la fente.* — Celles-là sont dues surtout à l'agitation des images. Elles sont considérables

(1) Frost, *loc. cit.*, p. 11.

(2) On trouvera des chiffres détaillés dans le *Recueil de Constantes de la Société de Physique*, Paris, 1913 (Gauthier-Villars), pp. 522 et suiv.

(fig. 12). La largeur de fente F optimum est de l'ordre de 1/20e de millimètre ; l'image focale d'une étoile I a toujours un diamètre bien supérieur. On est sûr de rester au-dessous de la vérité en évaluant à 70 0/0 la lumière gaspillée de cette façon.

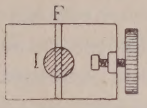


Fig. 12.

Prenons alors comme exemple un spectroscope à 3 prismes de flint, attaché à une lunette dont l'objectif ait 65 centimètres de diamètre et 10 centimètres d'épaisseur. Calculons la lumière transmise. Nous aurons :

Par suite des réflexions : grand objectif, collimateur, chambre (8 surf.) ; prismes (6 surf.) :

$$(0,94)^8 \times (0,90)^6.$$

Par suite de l'absorption : grand objectif (10 cm.) ; collimateur et chambre (2 cm.) ; prismes (15 cm.) :

$$(0,65) \times (0,65)^{\frac{1}{5}} \times (0,62)^{1,5}$$

soit en tout :

$$(0,94)^8 \times (0,90)^6 \times (0,65)^{1,2} \times (0,62)^{1,5} = 9,5\ 0/0.$$

De cette lumière, la fente gaspille plus des deux tiers. C'est tout au plus si 2 ou 3 0/0 de la lumière de l'étoile arrivent à la plaque, les jours où les images sont belles ! — On comprend qu'on ait cherché des appareils plus lumineux.

11. Prisme-objectif. — Ce dispositif consiste simplement à placer un grand prisme devant l'objectif d'une lunette quel-

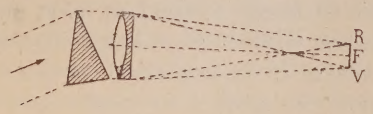


Fig. 13. — Marche des rayons dans un Prisme-Objectif.

conque (on peut d'ailleurs aussi employer un télescope) et à observer en son foyer le spectre ainsi produit (fig. 13).

Comme la lumière vient de l'infini, le faisceau reste homo-

centrique après avoir traversé le prisme. Celui-ci n'a donc pas besoin, pour donner des images nettes, d'être au minimum de déviation — contrairement à ce qu'on croit généralement. — Quand cette condition n'est pas réalisée, le plus grave inconvénient qui en résulte est seulement que les images sont déformées, dans le cas d'un astre à diamètre apparent sensible : un astre circulaire paraît alors elliptique, ce qui a en général peu d'importance. Dans la pratique, on dispose les prismes-objectifs tantôt dans la position du minimum tantôt la première face normale aux rayons incidents.

On met d'ordinaire l'arête réfringente parallèle au mouvement diurne, de façon qu'en arrêtant le mouvement d'horlogerie, l'étoile qui, sans prisme, aurait tracé sur la plaque une traînée, donne autant de traînées qu'elle possède dans son spectre de radiations distinctes. Un spectre obtenu de cette façon présente alors l'aspect habituel de ceux fournis par les spectroscopes à fente et élargis par une lentille cylindrique.

Le Prisme-Objectif ne peut être orienté directement vers la région étudiée du Ciel, à cause de la déviation des rayons lumineux qu'il entraîne. Il se monte à côté d'une lunette auxiliaire, dite de « guidage » et dont l'axe optique est, lui, parallèle aux rayons incidents. Cette lunette doit, pour permettre de bien suivre l'étoile durant la pose, posséder une grande distance focale, supérieure même à celle de l'objectif attaché au prisme : elle comporte un réticule.

12. Spectre de comparaison avec le prisme-objectif. — L'appareil donne à la fois les spectres de toutes les étoiles que l'on pourrait photographier en enlevant le prisme. Parmi ces astres, on en étudie souvent un plus particulièrement et, à côté de son spectre, on a besoin d'en avoir un autre servant de repère. On ne peut guère prendre, comme spectre de comparaison, celui d'une source placée à distance finie : le faisceau ne serait pas de même foyer et tout système optique interposé qui corrigerait ce défaut risquerait d'amener dans les longueurs d'onde des erreurs systématiques.

On choisit d'ordinaire une étoile connue, voisine de celle

qu'on a en vue. Voici alors comment on procède. Le spectre de l'étoile étudiée une fois obtenu, on vise l'étoile de comparaison, en s'aidant de la lunette auxiliaire. Puis on arrête le rouage et on laisse cette étoile traverser le centre du champ instrumental par l'effet du mouvement diurne. Il suffit alors de fermer l'obturateur du prisme-objectif au moment précis où l'étoile de comparaison passe au *milieu* du champ, c'est-à-dire à l'endroit correspondant à la région déjà impressionnée de la plaque (fig. 142). On obtient ainsi, encadrant le spectre à étudier, celui de l'étoile de comparaison. Cette dernière est rarement assez brillante pour qu'en la laissant courir une seule fois sur la plaque, l'impression soit suffisante : on recommence alors deux, trois, quatre fois... l'opération.

Le choix d'une étoile comme base de comparaison présente des inconvénients. Les vitesses radiales des étoiles ne sont pas toujours bien connues; de plus, le fait que l'étoile de repère n'a pas la même position que l'astre observé entraîne une orientation différente de l'instrument et, par suite, de légères flexions susceptibles de produire, dans les positions des raies, de petits écarts.

On a proposé d'autres systèmes. On peut par exemple interposer entre l'astre étudié et la plaque, juste contre celle-ci et durant la pose même, un écran absorbant. Les spectres d'absorption de verres colorés ou de matières transparentes (solides ou liquides) n'ont en général que des bandes larges et très floues, peu propres à servir de repères. Heureusement certains sels de terres rares, le Chlorure de Néodyme par exemple, donnent, employés en solution diluée dans une cuve à faces parallèles, des *raies* d'absorption assez fines. E. C. Pickering (1) a employé ce procédé avec succès en 1910. Le point vraiment très intéressant de la méthode est que la solution n'absorbe presque pas la lumière de l'étoile, en dehors des raies d'absorption qu'on recherche : contrairement à ce qu'on supposerait, le temps de pose est à peine augmenté (fig. 14).

(1) *Harvard College Observatory*, Circular n° 154. Voir aussi R.-W. Wood, *Astrophysical Journal*, t. XXXI, 1910, pp. 376 et 460.

13. Avantages et inconvénients du prisme-objectif. — Le Prisme-Objectif est beaucoup plus lumineux, à dispersion égale, que le Spectroscope à fente, 10 ou 20 fois peut-être. Il donne d'un seul coup les spectres de toutes les étoiles d'une région du Ciel et se prête merveilleusement aux grands travaux de classification, tels que ceux exécutés à Harvard College (E.-U.).

Malheureusement les grands prismes-objectifs de bonne qualité coûtent cher et surtout sont difficiles à exécuter. On a songé à en tailler en échelons à l'instar des lentilles de phares de Fresnel : la quantité de lumière absorbée serait ainsi très diminuée et la luminosité plus grande. Pour-

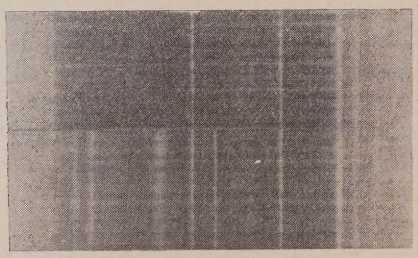


Fig. 14. — Bande d'absorption fine λ 4272 (au milieu) du Chlorure de Néodyme. Spectres de Procyon posés *tous deux* 21 m. avec et sans écran (Harvard College).

tant aucune tentative un peu suivie ne semble avoir été faite encore dans cette voie.

Mais le plus gros inconvénient du Prisme-Objectif est de ne pas se prêter à la détermination précise des longueurs d'onde et partant des vitesses radiales. Bien des procédés ont été imaginés pour tourner la difficulté ; aucun ne paraît encore s'être imposé. Le meilleur est peut-être l'emploi du Chlorure de Néodyme, c'est-à-dire la production de raies d'absorption de longueur d'onde connue dans le spectre même de toutes les étoiles photographiées ; il y a cependant encore à faire dans cette direction pour améliorer la précision.

Quoi qu'il en soit de ces critiques, le Prisme-Objectif n'en

est pas moins un appareil à grand rendement, commode et pratique. On ne l'apprécie pas toujours à sa valeur et il serait à désirer qu'en France particulièrement son emploi se généralisât.

14. Réseau-Objectif. — Les Frères Henry (1) avaient trouvé vers 1890 un procédé fort expéditif et peu dispendieux permettant, sinon de remplacer positivement le Prisme-Objectif, du moins d'obtenir sur les spectres des étoiles d'importantes informations. La méthode des deux astronomes français est d'ailleurs appliquée aujourd'hui avec grand succès à Potsdam par un savant danois, M. E. Hertzsprung (2), et à Upsal par MM. OEsten Bergstrand (3) et Bertil Lindblad (4).

Fig. 15.

On place devant l'objectif d'une lunette (ou mieux d'un télescope, car ici l'achromatisme des images intervient) un réseau de fils métalliques parallèles, un simple grillage dans lequel la trame seule subsisterait, les fils transversaux ayant été enlevés. Les fils peuvent avoir par exemple, pour une lunette de 1 m. 50, 2/3 de millimètre de diamètre et être séparés les uns des autres par des intervalles de cette largeur. Un pareil grillage constitue un réseau de diffraction.

Chaque étoile donne une image directe, celle qu'elle donnerait s'il n'y avait pas de diffraction, mais bien entendu moins brillante. A droite et à gauche apparaissent deux

(1) Prosper Henry, *Bulletin du Comité international de la Carte du Ciel*, t. I, 1892, p. 464

(2) *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, t. XXII, 1911, n° 63.

(3) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 148, 1909, p. 1079.

(4) *Arkiv för Matematik och Fysik*, t. XIII, 1918, n° 26 et aussi numéros suivants, *passim*.

séries de petits spectres équidistants, parmi lesquels ceux du premier ordre sont de beaucoup les plus intenses (fig. 15). Le violet de chaque spectre est d'ailleurs tourné vers l'image centrale, le rouge de l'autre côté et la déviation des diverses radiations est strictement proportionnelle à la longueur d'onde, comme c'est toujours le cas dans les spectres des réseaux.

Les spectres stellaires ainsi obtenus sont trop peu dispersés pour pouvoir être étudiés directement. Un artifice permet cependant d'en tirer un parti précieux.

15. Méthode des longueurs d'onde effectives. — Parmi les diverses radiations émises par chaque étoile, il en existe une, liée à la « couleur » de l'étoile, qui impressionne la plaque photographique plus que toutes les autres : c'est ce qu'on appelle la « longueur d'onde effective ». Les maxima d'intensité des deux spectres du premier ordre (de droite et de gauche) sont alors séparés par un intervalle proportionnel à la longueur d'onde effective. Il saute aux yeux par exemple que, si l'on photographie côte à côte une étoile rouge et une bleue, la première n'émettra guère que des rayons rouges et, comme ceux-ci sont plus déviés par le réseau que les bleus, la distance des centres des deux petits spectres sera pour elle plus forte que pour l'étoile bleue, sur une plaque orthochromatique, bien entendu. Il suffit donc, pour connaître la longueur d'onde effective d'une étoile, de mesurer (à la machine à mesurer) sur le cliché la distance des centres, c'est-à-dire des points les plus « noirs », des deux images diffractées.

Or, et c'est là le point très intéressant de la méthode, si la longueur d'onde effective est étroitement liée à la couleur de l'étoile, celle-ci (ou plus exactement l'indice de coloration) est elle-même liée au type spectral (1). De sorte que la méthode permet, comme celle du Prisme-Objectif, de classer très rapidement par types spectraux toutes les étoiles d'une région du Ciel.

(1) Voir p. 503.

CHAPITRE IV

PHOTOMÉTRIE ASTRONOMIQUE

1. Méthode de l'estime visuelle. — Le procédé le plus ancien, le plus simple et le plus usuel encore pour évaluer les grandeurs des étoiles est celui des « Degrés » d'Argelander. Cette méthode était d'ailleurs employée sous une forme rudimentaire bien avant Argelander, lequel n'a fait que la perfectionner et la codifier par quelques règles de détail.

Les Grecs et à leur suite les astronomes du moyen-âge ont réparti toutes les étoiles visibles en 6 « grandeurs » suivant que leurs éclats *semblent* croître comme les nombres 1, 2, 3, 4, 5, 6 ; les étoiles les plus brillantes sont dites de première grandeur, les moins brillantes de sixième. On possède donc une base d'évaluation résultant de l'accumulation de siècles d'observations et qui s'est trouvée si remarquablement cohérente que les travaux modernes n'ont fait que l'améliorer sans la modifier sensiblement. Cela étant, la méthode d'Argelander revient à observer simultanément des étoiles de grandeurs connues voisines de celle qu'on étudie et à les classer, concurremment avec cette dernière, par ordre d'éclats apparents. En faisant de la sorte plusieurs séries de comparaisons, on arrive à des recoupements d'une précision véritablement surprenante, eu égard au caractère primitif du procédé.

Nous n'insisterons pas sur les détails pratiques de cette méthode qui, pour être bien appliquée, exige de l'entraînement et des précautions. On détermine ainsi le 1/10 de grandeur; mais on ne saurait aller au delà ; des moyens plus perfectionnés permettent heureusement d'atteindre une précision très supérieure.

2. Photomètre de Zöllner. — Le principe de cet appareil (1), qui a servi de modèle à beaucoup d'autres, est le suivant : on compare l'image, donnée par une lunette, de l'étoile envisagée avec une étoile artificielle d'éclat variable et constituée par l'image juxtaposée d'une petite lampe électrique dont un ampèremètre contrôle la consommation. Pour modifier à volonté l'éclat de l'étoile artificielle et l'amener à égaler rigoureusement l'autre en intensité, on fait traverser à sa lumière un système de deux nicols croisés dont un cercle divisé mesure l'angle mutuel α (fig. 16) ; comme l'intensité de l'image artificielle est proportionnelle à $\cos^2 \alpha$, (loi de Malus), il est facile de déduire de la mesure de α, l'intensité

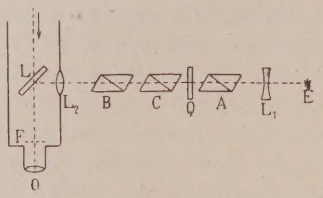


Fig. 16.

lumineuse de l'étoile. Afin d'apercevoir simultanément dans le champ de la lunette les deux étoiles à comparer, naturelle et artificielle, cette dernière E est placée de côté : sa lumière se réfléchit sur une lame à faces parallèles L inclinée à 45°, disposée en avant du foyer principal et qui laisse passer par transparence les rayons de l'étoile étudiée (2).

Toutes les étoiles du ciel n'ont pas la même couleur et les mesures photométriques n'ont, comme on sait, de signification précise que si l'on compare entre elles des sources de même couleur. Il est donc important de pouvoir faire

(1) Voir là-dessus : F. Henroteau, *Les Etoiles simples*, Paris, 1921 (Doin), pp. 47 et suiv. et aussi J. Scheiner et K. Graff, *Astrophysik*, Leipzig, 1922 (B. G. Teubner), p. 111.

(2) La lentille L_1, biconcave, sert à rendre plus petite encore l'étoile artificielle E ; la lentille L_2, biconvexe, à en donner, dans le plan focal F de la lunette d'observation, une image réelle.

varier à volonté la teinte de l'étoile artificielle. A cet effet, entre les nicols A et B, on interpose une lame de quartz Q taillée perpendiculairement à l'axe, et un 3e nicol C. La lumière issue de A est polarisée dans un certain plan ; à sa sortie de la lame de quartz, ce plan a tourné d'angles différents pour les diverses longueurs d'onde ; le nicol C ne laisse passer que les radiations correspondant à son orientation : la couleur de la lumière polarisée qui parvient au nicol B peut ainsi être modifiée à volonté et l'angle α intervenant dans la mesure de l'intensité de l'image artificielle colorée est alors celui des 2 nicols C et B.

3. Autres instruments. — C'est également sur les phénomènes de polarisation qu'est fondé le Photomètre méridien de E. C. Pickering (1), instrument qui a servi à exécuter une grande partie des Catalogues sortis de Harvard College. La lunette d'observation est ici horizontale. On a remplacé l'étoile de comparaison artificielle par une véritable étoile du voisinage du Pôle Nord. Cette région, visible de presque tous les Observatoires, est en outre peu sujette aux fluctuations dues à la réfraction — car le Pôle est immobile et généralement haut sur l'horizon — elle a de plus été parfaitement étudiée, par les moyens les plus précis, et les étoiles de grandeurs variées qui s'y rencontrent servent maintenant d'étalons photométriques auxquels on rapporte toutes les autres : c'est ce qu'on appelle la « North Polar Sequence ». — Deux miroirs indépendants permettent alors de voir simultanément dans la lunette : 1° l'étoile étudiée, aux environs de l'instant où elle passe au méridien ; 2° la région du Pôle. Enfin le 1er nicol du photomètre de Zöllner (sous sa forme primitive, sans lame de quartz) est remplacé ici par un prisme à double réfraction de Wollaston, disposé de telle sorte que les deux faisceaux — celui de l'étoile étudiée et celui de l'étoile de comparaison — le traversent tous deux ; seulement on ne compare entre elles que l'image ordinaire

(1) *Annals of Harvard College Observatory*, t. XXIII, part II (Discussion des observations faites de 1882 à 1888).

de la première étoile et l'image extraordinaire de la seconde. Ces deux images étant, à la sortie du prisme bi-réfringent, polarisées perpendiculairement, la rotation du nicol N affaiblit l'une en renforçant l'autre : l'égalité d'éclat peut donc être appréciée avec une grande exactitude.

Cet appareil est donc précis ; mais pour les mesures courantes on lui en a substitué à Harvard un autre plus simple et plus expéditif encore. Horizontal également, le photomètre en question n'observe lui aussi, et grâce à un miroir auxiliaire, les étoiles qu'au moment de leur passage au méridien. Mais il comporte une étoile artificielle dont on peut modifier l'éclat en interposant entre son image et l'œil une lame de verre teinté d'épaisseur variable (fig. 17) : cette lame, appelée « coin photométrique », a la forme d'un prisme d'angle très faible et dont les faces sont des rectangles allongés ; selon la position qu'on lui donne le long d'une glissière, la lumière de l'étoile artificielle est plus ou moins atténuée et il suffit, pour effectuer la mesure, de lire une échelle graduée. Une série d'observations de la « North Polar Sequence » assure l'étalonnage.

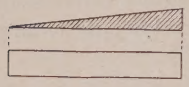


Fig. 17.

4. Phénomène de Purkinje. — Malheureusement les observations photométriques visuelles donnent parfois des chiffres assez peu concordants en raison d'une cause d'erreur d'ordre physiologique, le phénomène de Purkinje (1). Si un observateur examine deux sources de lumière, l'une bleue et l'autre rouge, qui lui semblent également brillantes et si les intensités de celles-ci viennent à être réduites dans le même rapport, l'égalité apparente ne subsiste plus : la source bleue paraît toujours l'emporter. En d'autres termes, l'apparence d'égalité de deux sources de couleur différente dépend de leur intensité et les objets lumineux très faibles ont toujours tendance à paraître légèrement bleuâtres. Cela tient à ce que, pour les lumières faibles, l'œil humain est plus sensible au

(1) *Zur Physiologie der Sinne*, Berlin, 1825, t. II, p. 109.

bleu qu'au rouge : le maximum de sensibilité (1) d'une vue normale, qui pour une lumière très vive est dans le jaune verdâtre (vers λ 5550), se rapproche du vert quand la lumière devient moins intense.

Ce phénomène a été étudié avec beaucoup de soin en Angleterre par Sir William Abney (2) : les erreurs systématiques qu'il occasionne sont à peu près sans remède et amènent souvent dans les catalogues d'étoiles des divergences de l'ordre d'une demi-grandeur, dues aux différences de coloration des astres. Aussi a-t-on cherché à éviter ces inconvénients en employant la photographie (3).

5. Méthode de Bond. — On remarque sans peine que, sur les clichés photographiques, les diamètres des étoiles sont très inégaux et dépendent de leur éclat. Le phénomène n'est à vrai dire pas aussi simple qu'il le paraît à première vue : il y a là un effet complexe dû à plusieurs causes réunies, la diffraction, les aberrations de l'objectif, l'irradiation photographique et aussi les agitations de l'atmosphère. Bond a cependant cherché dès 1851 à s'en servir pour évaluer les grandeurs stellaires, en mesurant les diamètres des images.

Malheureusement, aux sources d'erreur que nous venons d'énumérer s'ajoute ce fait capital que la durée de la pose intervient : on obtient un même résultat photographique en augmentant soit le temps de pose soit le flux lumineux dans un rapport sensiblement égal. On ne peut donc songer à établir une formule unique valable pour tous les clichés, mais on doit en calculer une pour chacun, en partant des grandeurs supposées connues de certaines des étoiles photographiées.

Les formes de relations qui ont paru donner les meilleurs

(1) K. S. Gibson et E. P. T. Tyndall, *Scientific Papers of the Bureau of Standards* (of Washington), S. 475, 1923.

(2) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. XLIX, 1891, p. 509 et *Monthly Notices*, t. LII, 1892. p. 426.

(3) Qui n'en est d'ailleurs pas complètement exempte. Voir F. E. Ross, *Astrophysical Journal*, t. LII, 1920, p. 90 et t. LVI, 1922, p. 345.

résultats sont, m étant la grandeur de l'étoile et D le diamètre de son image :

$$m = a - bD \qquad m = a - b\sqrt{D} \qquad m = a - b \log D,$$

a et b étant des constantes à déterminer par l'observation.

Mais le bord des images stellaires est généralement flou. Il est alors préférable — et c'est le procédé employé à l'Observatoire de Paris, pour la mesure des grandeurs du Catalogue Photographique — de comparer directement l'aspect de l'image de l'étoile à une échelle-type obtenue en effectuant sur une plaque une série de poses successives, de durées appropriées, d'une même étoile. La comparaison se fait à l'aide d'une petite lunette dans le plan focal de laquelle l'échelle et l'image stellaire étudiée sont vues simultanément (1).

6. Méthode de Janssen. — La méthode de Bond n'est guère précise ; elle a, de plus, l'inconvénient d'exiger qu'on ait sur le cliché étudié quelques étoiles dont les grandeurs soient connues. Janssen a proposé en 1881 un autre procédé, très employé depuis un peu partout et susceptible d'une précision bien supérieure.

La méthode consiste à mettre la plaque photographique non pas au foyer, mais un peu en dehors. L'image de chaque étoile est alors remplacée par une plage circulaire uniforme, de diamètre identique pour toutes et d'autant plus noire que l'étoile est plus brillante. On compare alors les différentes plages, entre elles et avec celles qu'on a choisies comme termes de comparaison, au moyen d'un appareil de laboratoire appelé *opacimètre* ou *microphotomètre*, sorte de photomètre spécial (§ 10) destiné à mesurer le noircissement des plaques. Pour évaluer les grandeurs stellaires, on peut évidemment se servir des étoiles de grandeurs connues figurant sur le cliché. Mais il est bien préférable, — ce qui permet

(1) Voir là-dessus : J. Baillaud, Notions de Photométrie stellaire photographique, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 27, 1913, p. 525 et t. 28, 1914, p. 27.

de rapporter les grandeurs des étoiles à des sources terrestres — d'employer une échelle de teintes exécutée dans des conditions d'éclairement définies, sur un coin du cliché astronomique à étudier ou sur une plaque de fabrication semblable. Avant toutefois de nous occuper de la réalisation de ces échelles, il est nécessaire de préciser certaines notions.

7. Loi des actions photographiques. — Le phénomène photographique initial est évidemment le poids, par unité de surface du cliché, de l'argent réduit sous l'influence de la lumière. Il serait naturel d'admettre que ce poids est proportionnel à l'énergie totale reçue par le cliché, c'est-à-dire — car l'énergie qu'une source émet par seconde n'est autre que son intensité — au produit It de l'intensité par le temps de pose. Il n'en est pas tout à fait ainsi, surtout pour les lumières faibles. Sir W. Abney (1) a montré en 1894 que le poids d'argent réduit, au lieu d'être proportionnel à It, l'est à It^p, p étant un facteur, toujours inférieur à l'unité, qui doit être déterminé par l'expérience. Schwarzschild (2) a trouvé, pour des plaques rapides du commerce et pour des temps de pose variant dans le rapport de 1 à 1.000, $p = 0{,}86$ alors qu'Abney était arrivé parfois à des chiffres encore plus petits tels que 0,78.

Si p était connu, on pourrait obtenir artificiellement sur un cliché des plages correspondant à des intensités lumineuses croissant par exemple en progression géométrique, rien qu'en faisant varier, suivant une loi facile à calculer, les temps d'exposition d'une *même* source lumineuse. Malheureusement la valeur de p diffère suivant les marques de plaques ou même les plaques individuelles et ne peut être évaluée qu'après de minutieuses expériences, de sorte que, malgré la commodité du procédé, il faut y renoncer dans les mesures précises.

(1) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. LIV, 1894, p. 143.

(2) *Publikationen der Kuffnerschen Sternwarte*, Bd. V, 1900, p. 32.

Mais, si le temps de pose intervient d'une manière assez complexe dans le poids d'argent réduit, on est certain qu'à des poids d'argent égaux, c'est-à-dire — lorsque les temps de pose employés sont partout les mêmes — à des intensités égales, correspondent des plages également noires du cliché.

8. Exécution des échelles de teintes. — Il n'est pas toujours commode d'imprimer, avant ou après l'exposition proprement dite, sur le cliché astronomique même, l'échelle entière des teintes destinées à servir d'étalons. On préfère d'ordinaire l'exécuter sur une plaque de la même boîte, c'est-à-dire fabriquée dans les mêmes conditions que la plaque employée ou mieux sur un fragment préalablement découpé dans celle-ci, à condition bien entendu de développer, laver et fixer les deux clichés — cliché stellaire et échelle — dans les mêmes bains, en même temps.

L'échelle s'obtient habituellement en photographiant côte à côte une série de plages lumineuses, d'intensités variant par exemple en progression géométrique : on les réalise en éclairant en lumière diffuse bien uniforme un trou rectangulaire percé dans une plaque métallique, au travers d'un ou plusieurs diaphragmes de surfaces appropriées. De nombreux appareils appelés *sensitomètres* ont été imaginés dans ce but : le plus connu est le Sensitomètre de Scheiner (1), à secteur tournant d'ouverture variable, qui imprime d'un seul coup, sous forme de suite dégradée, toute la série des teintes. Mais ce dispositif ne satisfait pas à la condition énoncée plus haut que toutes les plages soient impressionnées avec le même temps de pose. Il vaut mieux employer, par exemple, le Sensitomètre de Taylor, formé d'une série de tubes dont une extrémité est fermée par une plaque photographique, l'autre par des diaphragmes d'ouvertures variant d'un tube à l'autre et qu'on dirige vers une plage uniformément éclairée. Nous n'insisterons pas davantage sur ces appareils, d'ailleurs assez faciles à imaginer.

(1) J. Scheiner et K. Graff, *Astrophysik*, Leipzig, 1922 (B. G. Teubner), p. 139.

9. Microphotomètres. — Le cliché et l'échelle une fois obtenus, il reste à comparer les noircissements. La mesure se réduit à chercher dans l'échelle deux plages dont les noircissements comprennent entre eux celui dû à l'étoile étudiée : la photométrie photographique est donc en principe — et presque nécessairement — une méthode de zéro. Il y a cependant en général une interpolation à faire et il est utile de savoir avec netteté ce que l'on mesure (1).

Pour définir le degré de noirceur d'une plage, on la fait traverser par un faisceau lumineux d'intensité I_0 et on appelle *opacité* le rapport $\frac{I_0}{I}$ de l'intensité de la lumière incidente à celle de la lumière transmise. Or des expériences chimiques très soignées ont montré que le poids de l'argent réduit, c'est-à-dire la quantité de substance absorbante par unité de surface, était proportionnel non à l'opacité, mais à son logarithme, auquel on donne le nom de *densité*. C'est la densité qui intervient habituellement dans les mesures. Une plage parfaitement transparente a une densité 0 ; une plage qui laisse passer le 1/10 de la lumière incidente une densité 1. Si l'on superpose plusieurs plages, leurs densités s'ajoutent. On compare les densités dans l'appareil à celle d'un coin photométrique (2) du genre de celui employé par E. C. Pickering et où les densités vont en croissant régulièrement suivant une loi linéaire.

Le microphotomètre le plus fréquemment employé a été longtemps celui de Hartmann : cet appareil présente l'inconvénient grave que l'observateur doit mettre au point sur la plaque elle-même et sur le coin photométrique : il aperçoit donc, très grossis, tous leurs défauts (grains d'argent

(1) H. Buisson et Ch. Fabry, *Revue d'Optique*, t. 3, 1924, p. 1.

(2) Pour obtenir un pareil coin, on peut opérer de la manière suivante : on expose une plaque photographique à la lumière d'une lampe à mercure, en la plaçant derrière une cuve en forme de prisme très aigu, contenant une solution faible de chromate neutre de potasse. L'intensité de la radiation violette, la seule agissante ou à peu près, décroît alors progressivement d'un bord à l'autre du cliché et, après développement, on obtient un coin dont la courbe de densité diffère peu d'une droite.

réduit, structure de la gélatine, etc.), ce qui, dans l'étude de plages très petites, est fort gênant. M. Jules Baillaud, puis MM. Ch. Fabry et H. Buisson ont alors imaginé des instruments fondés sur une idée bien meilleure et dont nous allons décrire le plus perfectionné.

10. Microphotomètre de Fabry et Buisson. — Le principe de l'appareil est indiqué (1) dans la figure 18. Un faisceau de lumière monochromatique provenant de la lampe à arc au mercure S, diaphragmé par une petite ouverture A, se divise, après avoir traversé un objectif L, en deux parties

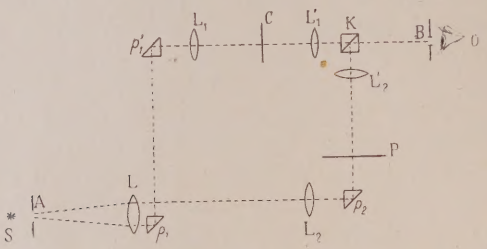


Fig. 18.

qui vont traverser respectivement la plaque à mesurer P et le coin photométrique C. Un double système de prismes p_1, p_2 ... et de lentilles L_1, L_2 ... (visible sur la figure) permet de projeter, sur chacune de ces deux plages, une très petite image de l'ouverture éclairée A. Les deux faisceaux, repris par les lentilles L'_1 pour le coin et L'_2 pour la plaque, tombent ensuite sur un cube K de Lummer et Brodhun (2) et viennent finalement former en un même point B deux images confondues de l'ouverture A. C'est là que l'observateur place son œil : il ne voit ainsi que les plages photométriques, sans distinguer le grain de la plaque, ni celui du coin, puis-

(1) *Journal de Physique*, (5), t. IX, 1919, p. 37.

(2) On trouvera la description de cet appareil dans les Traités de Physique. Voir notamment Ch. Fabry, *Leçons de Photométrie* (cité aussi plus loin), p. 45.

que ceux-ci ont leur image projetée sur la pupille même et non pas à la distance de la vision distincte.

En B se trouve un écran percé d'une ouverture plus petite que l'image du trou éclairant et derrière laquelle on place l'œil. Cette ouverture doit toujours être plus petite que la pupille : comme la lentille L'_2 projette une image du cliché agrandie cinq fois, si l'ouverture B est un cercle de 0,5 mm. de diamètre, la mesure porte sur une plage qui n'a que 0,1 mm. de diamètre : c'est là un précieux avantage.

L'observateur aperçoit donc en B un cercle partagé en deux moitiés : l'une correspond aux rayons ayant traversé le coin, l'autre aux rayons ayant traversé la plaque : la mesure consiste alors à faire glisser le coin et à en lire le déplacement sur l'échelle disposée à cet effet, de manière à amener les deux moitiés du cercle à paraître également éclairées : le cube de Lummer et Brodhun permet d'apprécier cette égalité avec précision.

11. Inconvénients et perfectionnements de la méthode de Janssen. — La méthode extra-focale est inapplicable aux amas d'étoiles, en raison de la superposition des disques des diverses étoiles et aux étoiles faibles, en raison des trop longues poses qu'elle exigerait. Les télescopes ne s'y prêtent pas à cause du miroir auxiliaire placé sur le trajet des rayons incidents, lequel occasionne au centre des images une région lacunaire ; avec les lunettes par contre, les défauts d'achromatisme interviennent et d'une façon différente sur les étoiles de classe spectrale (ou de couleur) différente.

Enfin l'épaisseur de la couche sensible des plaques du commerce peut être assez variable et amener des erreurs de l'ordre d'une demi-grandeur qu'on ne peut éviter qu'en utilisant des plaques sur glaces bien planes.

M. Henroteau (1) pallie un grand nombre de ces inconvénients en plaçant la plaque au foyer et en mettant devant elle une glace dépolie dont la face dépolie est dirigée vers l'objectif : l'image imprimée sur la plaque provient alors de la diffu-

(1) F. Henroteau, *Les Etoiles simples*, Paris, 1921 (O. Doin), p. 60.

sion par le verre dépoli : elle est toujours uniforme, ce qui permet d'employer les télescopes ou les lunettes défectueuses.

Un procédé analogue (1), moins simple pourtant mais qui donne aussi d'excellents résultats, est celui imaginé par Schwarzschild de la « Schraffiercassette » ou châssis à hâchures. Cet appareil imprime, pendant la pose, à la plaque placée exactement au foyer, une série de petits déplacements dans son plan, à intervalles de temps égaux. On obtient ainsi une suite d'images focales juxtaposées qui, grâce à l'irradiation photographique, apparaissent en fait comme une plage rectangulaire de noircissement homogène.

Enfin MM. J. A. Parkhurst et F. C. Jordan (2), tout en employant la méthode extra-focale comme nous l'avons décrite, prennent deux photographies de la même région céleste, chaque fois avec le même temps de pose. L'un des clichés est alors renforcé au laboratoire avant développement, en lui donnant une illumination supplémentaire au moyen d'une source lumineuse d'intensité connue. Les grandeurs des étoiles du cliché traité se trouvent accrues par là dans une mesure facile à calculer et la comparaison de ce cliché avec celui non surexposé fournit une donnée précieuse pour l'évaluation exacte des grandeurs.

12. Méthodes fondées sur l'emploi des réseaux. — Dans un ordre d'idées analogue au précédent, il est facile de réaliser, sinon des étalons absolus, du moins des images stellaires différant en grandeur de celles obtenues directement, d'une quantité connue a priori. Un procédé très simple en effet a été imaginé autrefois dans ce but par les Frères Henry (3).

On place devant l'objectif de la lunette un écran formé d'une trame de fils fins rapprochés, c'est-à-dire un véritable réseau de diffraction fonctionnant par transmission. Les fils

(1) Scheiner-Graff, *Astrophysik* (déjà cité), p. 170.
(2) *Astrophysical Journal*, t. XXVI, 1907, p. 244.
(3) Voir plus haut p. 59.

interceptent une fraction connue de la lumière incidente et diminuent par suite la grandeur de l'image d'une quantité fixe, la « constante de l'écran », indépendante de la couleur de l'étoile.

On peut donc ainsi partir d'un premier cliché fait sans écran d'une région du Ciel, telle que le voisinage du Pôle ou les Pléiades, où les grandeurs ont été bien étudiées par des mesures individuelles de haute précision et obtenir, sur un nouveau cliché fait avec écran, toute une série de grandeurs plus élevées, rigoureusement déduites des précédentes par simple addition de la constante de l'écran.

La méthode qui, sous cette forme, a été notamment employée par M. C. W. Wirtz (1) s'applique aussi aux images extra-focales. Dans ce dernier cas, on est, il est vrai, davantage gêné par les spectres de diffraction des différents ordres qui apparaissent de chaque côté de l'image non diffractée, seule étudiée ici. En choisissant l'épaisseur des fils égale à leur intervalle, on supprime en grande partie cet inconvénient, car alors les spectres d'ordre pair disparaissent tous, ainsi qu'on le verra dans un instant.

M. E. Hertzsprung (2) a modifié le procédé d'une manière très heureuse en tirant justement parti de ces spectres de diffraction. Si d est l'épaisseur des fils, l leur intervalle et si l'on prend pour unité l'intensité de l'image sans écran, celle de l'image centrale est $\frac{l}{(l+d)^2}$ et l'intensité, en lumière monochromatique, de l'image diffractée d'ordre n est, d'après la théorie des réseaux :

$$\frac{1}{n^2\pi^2}\sin^2\frac{l}{l+d}\,n\pi \quad \text{ou} \quad \frac{1}{n^2\pi^2}\sin^2\frac{d}{l+d}\,n\pi,$$

suivant que n est pair ou impair.

Si $l = d$, c'est-à-dire si les fils sont séparés par des intervalles égaux à leur épaisseur, l'intensité de l'image centrale est $\frac{1}{4}$, celle de l'image diffractée du premier ordre $\frac{1}{\pi^2}$ et celle

(1) *Astronomische Nachrichten*, t. 154, 1901, nos 3689, 3690, 3691, p. 317.

(2) *Astronomische Nachrichten*, t. 186, 1910, no 4452, p. 177.

de toutes les images diffractées d'ordre pair est nulle (1).

Or si l'on met la plaque légèrement hors du foyer, d'une quantité appropriée, les diverses couleurs des spectres du premier ordre se confondent pratiquement et ces spectres apparaissent comme des taches tout à fait analogues à l'image centrale, sauf que leur intensité est $\frac{1}{\pi^2}$ au lieu de $\frac{1}{4}$. En appelant m, m_1 et m_2 les grandeurs des images d'une étoile sans écran, avec écran, puis de l'image diffractée du premier ordre, on a donc, d'après la formule de Pogson :

$$m - m_1 = 2{,}5 \log \frac{1}{4} = 1{,}505$$

$$m - m_2 = 2{,}5 \log \frac{1}{\pi^2} = 2{,}486$$

$$m_1 - m_2 = 0{,}981.$$

On considère alors l'ensemble des images diffractées du premier ordre comme un cliché, l'ensemble des images centrales comme un autre et les différences $m_1 - m_2 = 0{,}981$ jouent le rôle de la constante d'écran de tout à l'heure, avec cet avantage qu'on n'a posé qu'une seule fois ; on va plus vite, mais surtout l'état du ciel et la durée de la pose sont absolument identiques pour les deux séries d'images.

Toutes les méthodes, fondées sur l'emploi de la photographie, que nous venons de décrire donnent directement les grandeurs photographiques : elles peuvent aussi, comme nous l'avons dit à propos des indices de coloration, donner les grandeurs visuelles (2) : il suffit de se servir de plaques orthochromatiques et d'interposer devant la plaque un écran jaune approprié, tel que les couleurs agissant sur la plaque soient sensiblement les mêmes que celles qui affectent l'œil. C'est là un procédé de plus en plus employé.

13. Photomètres a Sélénium. — Mais si l'œil entraîne des équations personnelles, la photographie, elle aussi, offre de

(1) Voir par exemple : H. Bouasse, *Cours de Physique*, t. IV, Paris (Delagrave), p. 337.

(2) Ou plutôt « photo-visuelles ».

graves inconvénients. La sensibilité des plaques est très variable et les opérations de développement, fixage, lavage, etc., sont loin de donner toujours les mêmes résultats, en dépit de toutes les précautions. L'emploi des appareils à Sélénium évite ces difficultés, tout en éliminant également la personnalité de l'observateur.

Le Sélénium est un métalloïde de la famille du Soufre qui, comme ce dernier, se présente sous différents états allotropiques. Sa forme cristalline possède la propriété de changer de résistance électrique sous l'influence d'une excitation lumineuse. Un morceau de Sélénium convenablement préparé, intercalé dans un circuit électrique contenant une pile, révélera donc les fluctuations de son illumination par celles de l'intensité qui parcourt le fil, intensité que l'on mesure à l'aide d'un galvanomètre sensible (1).

Tel est le principe de la méthode qui a permis à M. Joël Stebbins (2) de découvrir le minimum secondaire d'Algol, lequel avait échappé à tous les autres observateurs. L'appareil consiste en une plaque isolante revêtue d'un double enroulement superficiel formant deux circuits de fils métalliques ne se touchant nulle part. L'un d'eux est réuni au pôle positif d'une pile ordinaire, l'autre au pôle négatif et la plaque isolante est recouverte d'une couche de Sélénium, spécialement préparé et remplissant les interstices des deux fils. C'est sur cette plaque que tombe la lumière : on la place un peu en dehors du foyer de la lunette d'observation, de façon que le faisceau couvre entièrement la matière sensible. La préparation du Sélénium à employer ici est d'ailleurs délicate : les renseignements que donnent la plupart des mémoires originaux sont très succincts et les tours de main nécessaires sont la propriété de quelques maisons spéciales.

Malgré leurs qualités, les appareils à Sélénium ont de sérieux défauts :

(1) G.-H. Minchin, *Proceedings of the Royal Society of London*, t. LVIII, 1895, p. 142 et t. LIX, 1896, p. 231.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XXVII, 1908, p. 183 ; t. XXXII, 1910, p. 185 et t. XXXIX, 1914, p. 459. Voir aussi : *Popular Astronomy*, t. XIX, 1911, p. 1.

1° La sensibilité dépend de la température : elle peut ainsi varier dans la proportion de 1 à 100. Il faut maintenir l'appareil à 0°, dans un mélange réfrigérant ;

2° Le courant électrique doit être établi 30 minutes avant l'observation, car ce n'est qu'après ce laps de temps que la résistance de la cellule est stationnaire ;

3° Les « cellules » au Sélénium « se fatiguent » : après 10 secondes d'exposition, il faut attendre 1 minute pour que la sensibilité primitive revienne.

On a préconisé récemment un nouveau produit analogue au Sélénium, l'Oxysulfure de Thallium dont on a fabriqué les cellules Thalofid. Ces cellules, construites en Amérique par la maison Case, ont été étudiées par M. W. W. Coblentz (1) : leur sensibilité est maximum pour $\lambda = 1\ \mu$, c'est-à-dire dans l'infra-rouge. Mais elles participent aux inconvénients du Sélénium et ceux-ci leur ont fait préférer les cellules photo-électriques.

14. Cellules photo-électriques. — On savait depuis longtemps (Effet Hertz-Hallwachs, 1888) que la lumière ultra-violette, a la propriété de décharger les conducteurs métalliques chargés négativement. Mais ce sont principalement les travaux de Stoletow ou d'Elster et Geitel (2) qui, commencés vers la même époque, ont, après bien des perfectionnements, abouti (1912), au précieux appareil actuel où la lumière visible — et non plus seulement les rayons ultra-violets — provoque un courant électrique mesurable directement.

Une cellule photo-électrique (3) est constituée par une ampoule de verre remplie d'un gaz inerte (argon, hélium...) à faible pression (de 0,5 mm. à 1 mm. de mercure). L'ampoule (fig. 19) est munie de deux prises de courant en platine

(1) *Publications of the Bureau of Standards*, S. 380, 1920.

(2) *Physikalische Zeitschrift*, t. XIII, 1912, p. 468 et t. XIV, 1913, p. 741.

(3) Voir pour toute cette question : A.-L. Hughes, *Photoelectricity*, Cambridge, 1914 (University Press), et aussi au point de vue plus spécialement envisagé ici : G. Rougier, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 39, 1925, p. 58.

qui traversent le verre et aboutissent intérieurement, l'une à un dépôt d'un métal *alcalin* (1) (Potassium, Sodium, Cæsium, Rubidium...), l'autre à une électrode d'aluminium ou de nickel, en forme d'anneau ou de grille, qui sert à recueillir les charges émises par le métal du dépôt.

Sous l'action de la lumière, le métal alcalin émet des *électrons négatifs* en nombre d'autant plus grand qu'il est plus fortement illuminé. S'il a été par ailleurs chargé (à l'aide d'une batterie d'accumulateurs) à un potentiel négatif, l'autre électrode se trouvant au potentiel du sol, il en résulte, entre les deux électrodes, un champ électrique dans le sens de la flèche F (fig. 19). Les électrons, entraînés en sens opposé, suivent alors les lignes de force et viennent se fixer à l'anode A qu'ils tendent à charger négativement, dès qu'on interrompt la communication avec la Terre. Si maintenant on évalue au moyen d'un électromètre très sensible, la quantité d'électricité négative ainsi apportée à l'anode par seconde, on peut en déduire l'intensité de la lumière incidente.

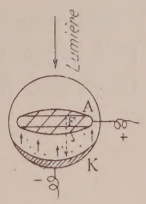


Fig. 19.

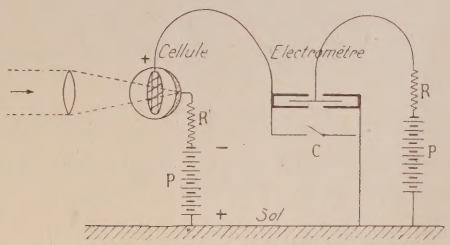


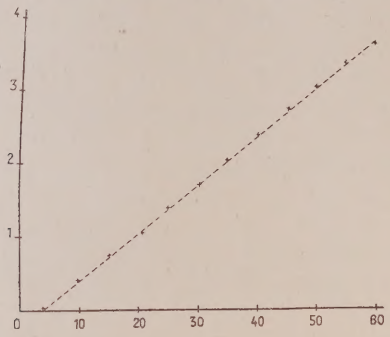
Fig. 20. — Principe des Photomètres à cellule photo-électrique.

Réduit à sa plus simple expression, le montage de l'appareil est en somme celui ci-contre (fig. 20), en supposant qu'on se serve d'un électromètre à quadrants. En C se trouve une

(1) Les autres métaux ne sont guère sensibles qu'aux rayons ultra-violets.

clef qu'on ouvre au moment de faire la mesure : celle-ci peut consister à déterminer le temps nécessaire pour produire une certaine déviation de l'aiguille de l'électromètre : une simple division donne alors l'intensité du courant électronique, en ampères, si l'on a choisi convenablement les unités.

15. Propriétés des Cellules Photo-Electriques. — Un point très important est la proportionnalité sensiblement rigoureuse (fig. 21) qui existe entre l'intensité de la lumière et

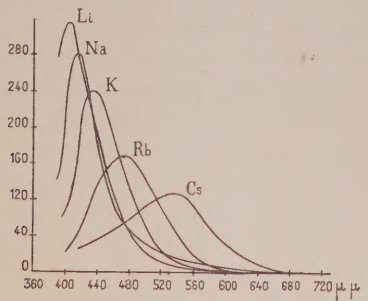


Proportionnalité du courant photo-électrique à l'intensité lumineuse (d'après Mlle Rougier)
Abscisses: *Intensités lumineuses* } unités arbitraires
Ordonnées: *Intensités de courant* }

Fig. 21.

celle du courant produit. De plus, c'est la quantité *totale* de lumière incidente, *quelle que soit sa répartition* sur la surface sensible, qui agit : on n'a donc pas besoin de placer la cellule exactement au foyer de la lentille ou de l'objectif qui sert à recueillir la lumière à étudier. Un bon objectif ou un mauvais donnent les mêmes résultats, pourvu que l'image tombe tout entière sur le métal alcalin. Il y a là un avantage précieux en vue de l'utilisation des instruments astronomiques de grandes dimensions, mais défectueux au point de vue optique, comme on en a souvent malheureusement quelques-uns dans la plupart des Observatoires.

Cette proportionnalité (1) du courant à la quantité de lumière est à rapprocher du fait découvert par Lenard en 1902, que la vitesse de projection des électrons émis par le métal ne dépend pas de l'éclairement : c'est leur *nombre* qui seul en dépend directement : on comprend dès lors que la concentration plus ou moins grande du faisceau en tel ou tel point de la surface frappée n'intervienne pas. Quant à la vitesse des électrons, elle est liée au « potentiel d'ionisation » (2) du métal alcalin, c'est-à-dire en somme à des phénomènes intérieurs à l'atome.



Courbe de la sensibilité photo-électrique spécifique (ordonnées) *en fonction de la longueur d'onde* (abscisses) *pour les métaux alcalins*

Fig. 22.

La sensibilité des cellules n'est pas la même pour toutes les couleurs : elle est maximum pour certaines longueurs d'onde et la position du maximum dépend de la nature du métal. Pour le Sodium ce maximum est vers λ 420, pour le Potassium vers λ 440, pour le Rubidium vers λ 480, enfin pour le Cæsium vers λ 540 (fig. 22). Cette inégale sensibilité (3) aux différentes couleurs — que partage d'ailleurs

(1) H.-E. Ives, S. Dushman et E. Karren, *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 9.

(2) Voir p. 537.

(3) On voit sur la figure que le maximum de sensibilité se déplace vers le rouge quand le poids atomique va en croissant.

l'œil humain — loin d'être un inconvénient, peut au contraire être mise à profit dans certaines recherches. Elle permet, en employant des cellules photo-électriques de métaux différents, de mesurer les indices de coloration des étoiles. Une cellule au Cæsium et une au Potassium donneraient respectivement les grandeurs visuelle et photographique.

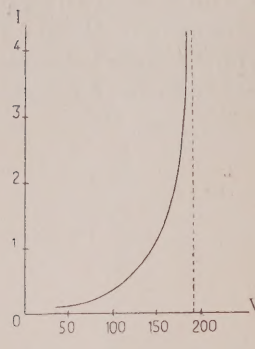


Fig. 23.

La différence de potentiel préalablement établie entre les pôles de la cellule influe considérablement sur la sensibilité : la courbe de variation du courant en fonction de cette différence de potentiel est, pour une même illumination, une sorte d'hyperbole à asymptote verticale (fig. **23**). Cette asymptote correspond à la décharge brusque de la batterie à travers l'ampoule, accident qui met la cellule à peu près hors de service et doit, par suite, être soigneusement évité.

16. Ordre de grandeur du Courant obtenu. — Le courant dépend naturellement de la construction de la cellule. Avec les cellules au Potassium que nous avons à l'Observatoire de Marseille et qui ont été construites au Japon par M. Masamichi-So, les résultats ont été les suivants. En employant une lampe électrique demi-watt au tungstène, le courant est donné par le tableau ci-après correspondant, à une illumination d'*une* bougie placée à **1** mètre, le faisceau couvrant toute la surface sensible :

Tension entre les 2 pôles, en volts.	60	120	180	190	205
Courant, en 10^{-8} ampères . . .	0,038	0,15	0,65	1,06	décharge

Partant de là, voyons ce que donnerait Véga, qui est de grandeur 0,14 et équivaut, au zénith, à une bougie placée à 780 mètres. Supposons qu'on observe Véga avec une

lunette de 35 cm. d'ouverture. Comme la cellule a une surface sensible de 35 mm. de diamètre, on recueillera ainsi 100 fois plus de lumière que sans lunette et le courant sera, avec une différence de potentiel de 190 volts :

$$\frac{1.06.10^{-8} \times 100}{780^2} = 1{,}77.10^{-12} \text{ ampères.}$$

Une étoile 100 fois plus faible, de grandeur 5,14 par conséquent, donnerait $1{,}77.10^{-14}$ ampères.

Or les galvanomètres les plus sensibles, celui d'Einthoven par exemple, ne possèdent pas une précision supérieure à 10^{-12} ampères et pratiquement 10^{-11}. Pour atteindre 10^{-15}, il faut donc recourir à un électromètre très sensible et de très faible capacité. On emploie généralement des électromètres à corde (1), formés d'un fil de platine ou de quartz argenté, isolé à un bout, de 3 μ environ de diamètre et tendu entre deux armatures chargées en sens contraires. Le champ électrique des armatures (à dessein en forme de couteaux) incurve alors le fil proportionnellement à la charge que lui apporte le courant électronique à mesurer : une petite lunette auxiliaire facilite l'étude du phénomène.

17. Détails de construction. — Les cellules photo-électriques sont assez difficiles à construire. MM. H. E. Ives (2) et J. Kunz (3) en Amérique, A. F. et F. A. Lindemann (4) en Angleterre, Masamichi-So au Japon, G. Rougier (5) à Strasbourg et quelques fabricants qui appliquent les procédés de ces savants en font cependant assez couramment.

La pureté initiale du métal alcalin est de rigueur. Les cellules les plus intéressantes sont celles au Potassium : or il faut distiller plusieurs fois le métal dans le vide, puis

(1) Th. Wulf, *Physikalische Zeitschrift*, t. XV, 1914, p. 250. — Depuis, d'autres et notamment M. Rougier ont construit de tels électromètres.

(2) *Loc. cit.*

(3) *Astrophysical Journal*, t. XLV, 1917, p. 69.

(4) *Monthly Notices*, t. LXXIX, 1919, p. 343. — Article donnant de nombreux détails.

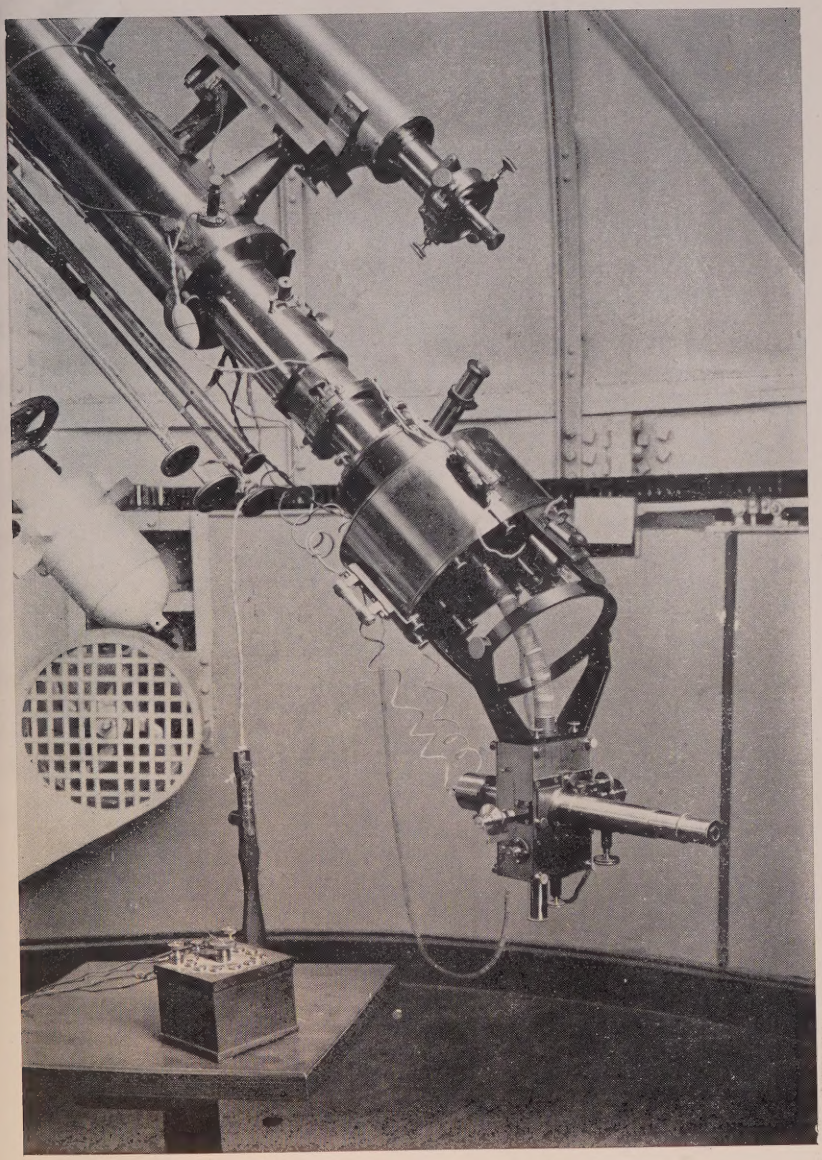
(5) *Loc. cit.*

provoquer, par un traitement électrique approprié, la formation superficielle d'un hydrure qui accroît la sensibilité dans le rapport de 1 à 100. On doit ensuite enlever l'hydrogène qu'il a fallu introduire à cet effet et le remplacer par un gaz inerte, argon ou hélium, à une pression de 0,75 mm. de mercure. L'utilité de ce gaz est de permettre des ionisations secondaires, par collision des électrons émis directement par le potassium avec les molécules qu'ils viennent rencontrer. Ces ionisations, sources de nouveaux électrons, augmentent d'autant le courant électronique initial. La distance optimum entre les électrodes de la cellule est 5 centimètres. La température la meilleure pour opérer est avec le potassium, métal le plus sensible, d'environ 25° C.; mais les ampoules se laissent heureusement assez peu influencer par les variations thermiques et il n'y a pas lieu de les en préserver spécialement. Par contre, la matière de l'ampoule a une grande importance : le quartz est la meilleure; les autres verres donnent en général un « courant d'obscurité », plus ou moins fort, qui se manifeste même quand la cellule est dans l'obscurité et vient s'ajouter, quand elle est illuminée, au courant étudié. Enfin il est utile d'éviter les effets d'inertie ; c'est-à-dire que le courant doit prendre une valeur stable dès que la lumière arrive et cesser aussitôt après : on y parvient en recouvrant de potassium toute la paroi interne, sauf la région circulaire par où entrent les rayons lumineux (1).

Dans les applications astronomiques, afin de réduire au minimum la capacité de l'appareil de mesure, on suspend l'électromètre (Pl. III) à la partie oculaire de la lunette : on évite ainsi tout conducteur superflu, qu'il faudrait d'ailleurs protéger électrostatiquement contre les charges parasites. L'électromètre devant rester vertical est suspendu d'ordinaire à la Cardan.

Moyennant toutes ces précautions, on obtient avec les cellules photo-électriques une sensibilité environ 200 fois

(1) J. G. Kemp, Conditions of Sensibility of Photo-Electric Cells, *Physical Review*, 2e série, t. I, 1913, p. 274.



Photomètre à cellule photo-électrique de M. G. Rougier.
(Cliché de M. G. Rougier).

plus forte qu'avec le Sélénium : la grandeur d'une étoile de 5e grandeur peut ainsi être évaluée, à l'aide d'une lunette de 12,5cm. d'ouverture avec une erreur probable de $\pm 0{,}003$ gr. sur chaque détermination isolée (1). A Berlin-Babelsberg (2), où existe un appareil de ce genre extrêmement bien étudié (lunette de 30 cm.), on observe des étoiles variables atteignant presque la 8e grandeur.

18. Microphotomètre enregistreur. — Cet appareil constitue une nouvelle et très intéressante application des cellules photo-électriques. Il a pour but, étant donné un cliché photographique quelconque, d'obtenir une courbe figurant avec une amplification très grande la répartition des opacités tout le long d'une droite arbitraire du cliché, donnant par exemple la distribution des intensités lumineuses au voisinage d'une raie spectrale.

Le cliché est, à cet effet, disposé sur un porte-plaque horizontal, entraîné dans son plan par un moteur électrique. Une puissante source lumineuse (lampe Nernst) l'éclaire de bas en haut; deux petits diaphragmes isolent à chaque instant sur la plaque une région très petite de $5\,\mu \times 5\,\mu$ et l'image de celle-ci est projetée par une lentille sur une cellule photo-électrique. Le courant variable produit fait alors osciller le fil de quartz d'un électromètre à corde et les déplacements du fil viennent s'enregistrer, grâce à un dispositif optique approprié qui les agrandit 100 fois, sur une feuille de papier sensible, mobile en même temps que la plaque (3) (fig. 24).

Les courbes finales ont environ 3 centimètres de haut. Elles peuvent servir à déterminer avec une précision de tout premier ordre la position exacte d'une raie d'un spectre (4).

(1) W. W. Campbell, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXV, 1913, p. 275.

(2) P. Guthnick et R. Prager, *Veröffentlichungen der K. Sternwarte zu Berlin Babelsberg*, Band I, 1914, Heft 1.

(3) *Annalen der Physik*, 4e Folge, Bd. XXXIX, 1912, p. 45.

(4) C'est ainsi qu'on a employé un artifice analogue au Mont Wilson dans l'étude du champ magnétique solaire (Voir p. 284).

On peut aussi les employer à la mesure photographique des parallaxes, qui se ramène en somme à la détermination exacte des centres des deux images successives de l'étoile étudiée.

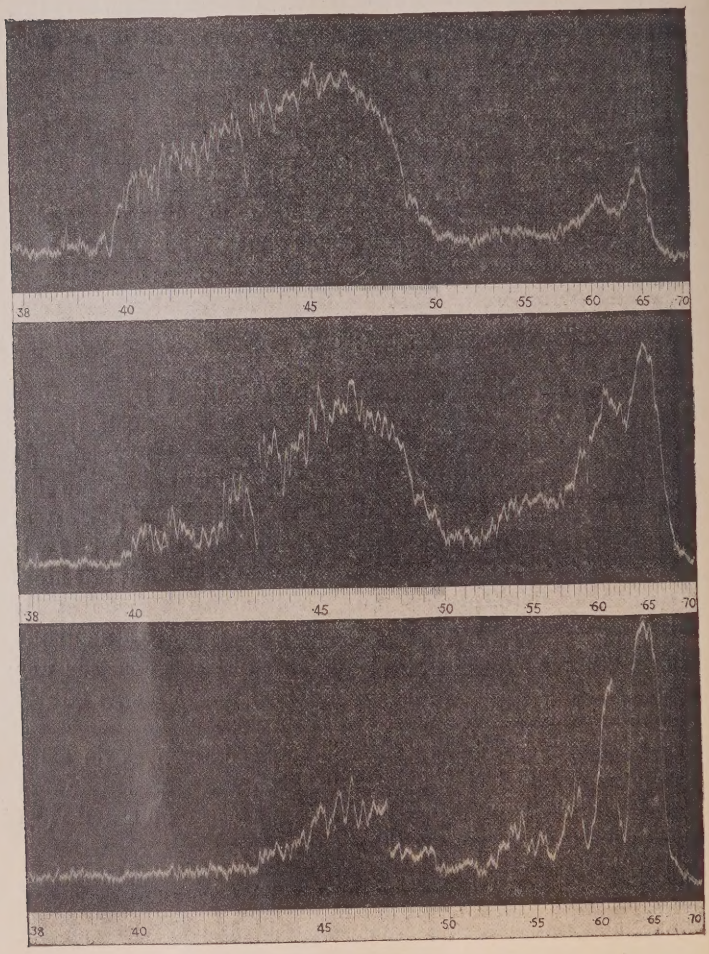


Fig. 24. — Courbes figurant l'intensité lumineuse dans des spectres d'étoiles et obtenues à l'aide du microphotomètre de M. Sampson (d'après les *Monthly Notices*).

19. Spectrophotométrie. — Il est vite devenu indispensable de pouvoir mesurer non plus seulement l'intensité de la lumière globale des astres, mais celle de leurs différentes radiations et cela afin de connaître la répartition de l'énergie dans le spectre. Tel est le but de la Spectrophotométrie.

Un des appareils les plus simples (1) qui aient été imaginés dans ce but est le *spectrophotomètre de Crova*. Son organe principal est un spectroscope ordinaire dont on place, comme d'habitude, la fente dans le plan focal de la lunette astronomique d'observation : la première moitié de cette fente reçoit directement la lumière de l'étoile étudiée ; devant la seconde est disposé un prisme à réflexion totale qu'éclairent latéralement les rayons d'une source de comparaison artificielle : celle-ci n'est autre qu'une petite lampe électrique dont un rhéostat et un ampèremètre contrôlent la consommation ; deux nicols croisés, munis d'un cercle divisé, permettent — comme dans le photomètre de Zöllner — de faire varier à volonté l'intensité de la lumière.

Les deux spectres à comparer se trouvent ainsi contigus dans toute leur longueur (2) et la lumière de l'étoile ne subit aucun affaiblissement. En enlevant le prisme on peut employer le spectroscope à son usage habituel.

Le *photomètre hétérochrome de M. Ch. Nordmann* (3) repose sur un principe tout différent : plus expéditif que l'appareil précédent, il ne permet par contre que l'étude de trois régions spectrales déterminées. En avant du foyer de la lunette principale est disposée une petite lame à faces parallèles, inclinée à 45° qui laisse passer, par transparence,

(1) Nous nous limitons ici aux instruments applicables aux étoiles. On pourrait évidemment concevoir l'exploration du spectre au moyen de piles thermo-électriques et le bolomètre de Langley (voir p. 223), dont les informations sont si précieuses en Physique Solaire, est lui-même un spectrophotomètre. Mais les spectres stellaires sont trop faibles pour de tels appareils.

(2) Il est malheureusement difficile d'égaliser ainsi sur une base si étroite les deux spectres : aussi préfère-t-on aujourd'hui dans les laboratoires de Physique les spectrophotomètres à cube de Lummer-Brodhun, analogues en principe au microphotomètre Fabry-Buisson. Voir Ch. Fabry, *Leçons de Photométrie*, Paris, 1924 (édit. *Revue d'Optique*), p. 80.

(3) *Bulletin Astronomique*, t. XXVI, 1909, p. 158.

la lumière de l'astre et permet de voir en même temps, par réflexion, une étoile artificielle (lampe à incandescence) : deux nicols croisés font varier l'éclat de cette dernière au gré de l'observateur. Afin de mesurer l'intensité lumineuse de régions différentes du spectre, M. Nordmann intercale entre la lame à faces parallèles et l'oculaire, successivement, trois écrans interchangeables, rouge, vert et bleu, ne laissant passer chacun qu'un domaine spectral défini. Ces écrans sont constitués par de petites cuves en verre, remplies de solutions appropriées de teintures d'aniline. L'écran rouge laisse passer toutes les longueurs d'onde supérieures à λ 5.900 et arrête les autres ; l'écran vert transmet seule la partie du spectre comprise entre λ 5.900 et λ 4.900 ; enfin l'écran bleu ne transmet que les radiations de longueur d'onde inférieure à λ 4.900.

Pour étalonner l'instrument, on rapporte ses indications aux intensités lumineuses qu'aurait, dans les domaines spectraux étudiés ($\lambda > 5.900$, λ compris entre 5.900 et 4.900, $\lambda < 4.900$), un corps noir porté à une température connue. Ce dernier peut être un four électrique dont un pyromètre Féry (fondé sur la loi de Stefan) donne la température : comme la répartition de l'énergie dans le spectre du corps noir est connue, pour toutes les températures, par la loi théorique de Planck, on a ainsi facilement l'échelle désirée.

20. Application a l'évaluation des températures stellaires. — On peut évidemment, si l'on connaît la répartition de l'énergie dans le spectre d'un astre et *si l'on admet que ce dernier rayonne sensiblement comme un corps noir*, avoir une idée de sa température, en comparant la courbe obtenue à la série de celles que les lois théoriques du rayonnement fournissent pour les corps noirs.

Tel est le principal usage du photomètre de M. Nordmann. Celui-ci remarque que, lorsqu'on parcourt la série des courbes d'énergie de corps noirs de températures croissantes, le rapport des intensités — c'est-à-dire des quantités d'énergie rayonnées — correspondant à deux longueurs d'onde fixées a priori, varie régulièrement. Par exemple, le rapport des

intensités relatives aux longueurs d'onde λ 6.500 et λ 4.500, rapport qu'on peut appeler $\frac{E_R}{E_B}$, est d'autant plus faible que la température est plus haute et la loi de sa variation est connue par la formule de Planck. Inversement, de la valeur du rapport on peut déduire la température de l'astre étudié.

Dans la pratique, M. Nordmann procède par une extrapolation que légitime le fait que la loi de Planck a été théoriquement démontrée. Il mesure le rapport $\frac{E_R}{E_B}$ relatif à ses deux écrans rouge et bleu, pour une suite de sources de températures connues (allant jusqu'à 3.600° C.); il prolonge alors la courbe trouvée — presque une droite, si l'on envisage non pas directement $\frac{E_R}{E_B}$, mais son logarithme — et il s'en sert pour évaluer les températures absolues répondant aux intensités E_R et E_B données par les étoiles observées. C'est par cette méthode expéditive que MM. Ch. Nordmann et Ch. Le Morvan (1) ont obtenu, pour un grand nombre d'étoiles de types spectraux variés, des températures analogues à celles trouvées un peu auparavant — et aussi après — par Wilsing et Scheiner (2), à Potsdam.

Wilsing et Scheiner opéraient d'ailleurs par une méthode assez analogue; mais ils mesuraient dans chaque spectre l'énergie émise par 5 radiations (et non pas seulement par 2). En tenant compte de minutieuses corrections, ils ont ainsi déterminé la température de 109 étoiles et leurs chiffres ont été longtemps considérés comme les plus sûrs qu'on possédât.

Plus récemment, M. R. A. Sampson (3) s'est proposé — perfectionnant des recherches antérieures de M. Rosenberg — d'étudier des clichés spectroscopiques d'étoiles au moyen

(1) *Comptes Rendus*, t. 173, 1921, p. 72 et volumes suivants, *passim*.

(2) J. Scheiner, *Populäre Astrophysik*, Leipzig, 1908 (Teubner), p. 614 : J. Wilsing et J. Scheiner, *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, t. XIX, 1909, n° 56. Voir aussi, même recueil, t. XXIV, 1919, n° 74.

(3) *Monthly Notices of the R. A. S.*, t. LXXXIII, 1923, p. 174.

d'un microphotomètre enregistreur (fig. 24) et d'en déduire la répartition des intensités selon les longueurs d'onde. Ce travail exige bien entendu l'application, toujours délicate, des lois du noircissement des plaques photographiques ; mais il peut être mené à son terme. Allant plus loin, M. Sampson a cherché à tirer de ses courbes la température : il se sert lui aussi de la formule de Planck ; seulement il ne suppose pas complète l'assimilation avec les corps noirs et il tient compte des écarts possibles par un facteur assez compliqué dont les observations lui donnent la valeur. Afin d'éliminer les variations de la transparence atmosphérique, il n'établit ses résultats que par comparaison des étoiles à étudier avec une d'entre elles, de type solaire (Capella), dont il prend la température comme base. Les chiffres que trouve ainsi M. Sampson diffèrent souvent de ceux des autres expérimentateurs ; ils s'accordent avec eux dans l'ensemble.

21. Objections. — Presque tous les procédés employés pour mesurer les températures stellaires reposent sur une comparaison (et souvent sur une assimilation) des étoiles avec les corps noirs de la Physique. On peut se demander jusqu'à quel point cette hypothèse est fondée (1).

On conçoit assurément qu'une masse gazeuse dont la densité croît de la périphérie au centre — condition certainement réalisée dans les étoiles — absorbe en totalité les rayons lumineux qui y pénètrent suivant les lois ordinaires de la réfraction (2) : il est naturel qu'un tel corps ressemble à un corps « noir ». Le Soleil, dont la « température » diffère assez peu quelle que soit celle des lois du rayonnement noir à laquelle on s'adresse pour la déterminer, semble confirmer cette idée (3). Les mesures interférentielles de diamètres d'étoiles par M. Michelson plaident dans le même sens : les chiffres obtenus sont en effet fort voisins de ceux que l'assimilation aux corps noirs permettait de prévoir.

(1) P. Salet, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 36, 1922, p. 150 et t. 38, 1924, p. 57.
(2) Voir p. 206.
(3) Voir p. 230.

Ces raisons ont souvent paru péremptoires ; des objections ont surgi cependant. On a fait remarquer que les atmosphères stellaires à absorption sélective sont parfois très épaisses : elles peuvent visiblement altérer assez le spectre pour ôter aux mesures d'intensité toute base précise. Mais il y a plus : si la forme de la courbe spectrale d'énergie rappelle d'ordinaire celles de Planck, les cas sont nombreux où toute comparaison est impossible (1). Enfin la notion même de température prête à des ambiguïtés : la plupart des expérimentateurs estiment que leurs recherches se rapportent à la source lumineuse donnant le spectre continu, analogue à la photosphère solaire ; mais celle-ci n'est pas définie elle-même avec précision...

La seule manière de sortir de toutes ces difficultés semble être, comme souvent en pareil cas, de recourir à une convention et d'introduire, ainsi qu'on le fait en Physique Solaire, la « Température Effective », c'est-à-dire la température qu'*aurait* un corps noir qui nous enverrait, de l'étoile, le rayonnement *total* que nous en recevons effectivement.

22. Mesure directe de la chaleur rayonnée par les étoiles. — Pour déterminer la température effective du Soleil, on mesure, nous le verrons, la quantité de chaleur qu'il rayonne vers nous dans l'unité de temps (ou la « constante solaire »). Il serait à désirer qu'on possédât pour les étoiles une donnée analogue : la faiblesse de leur rayonnement rend cette recherche fort délicate.

L'emploi des piles thermo-électriques est tout indiqué. D'abord elles absorbent et permettent de déceler toutes les radiations à la fois, aussi bien infra-rouges que visibles ou ultra-violettes. Ensuite le courant produit est strictement proportionnel à la quantité *totale* d'énergie reçue, ce qui n'est pas le cas avec les autres appareils photométriques, plus ou moins sélectifs, que nous avons décrits.

Les premiers essais dans cette voie sont dus à Huggins : un petit couple Bismuth-Antimoine lui permit d'étudier avec

(1) J. Baillaud, *Bulletin Astronomique* (nouvelle série), t. IV, 1924, p. 275.

succès quelques belles étoiles. E. F. Nichols (1) reprit ces expériences à Yerkes en remplaçant la pile par un radiomètre à palettes très sensible. Plus tard, en 1913, A. Pfund (2) remarqua à Allegheny que le vide augmentait beaucoup la sensibilité des couples thermo-électriques (3) : il logea donc les siens dans des ampoules évacuées et réussit ainsi, en se servant d'un galvanomètre d'Arsonval ordinaire, à obtenir sur l'échelle une déviation du spot de 1 millimètre avec une bougie placée à 13 kilomètres. Véga lui en donna une de 7,5 mm.

Parmi les travaux récents, nous citerons ceux de M. W. W. Coblentz (4) qui s'est, depuis 1913, spécialisé dans la question. La pile thermo-électrique de son appareil est contenue dans une ampoule vide d'air, fermée par une fenêtre en fluorine : le vide une fois réalisé, on le maintient au moyen d'un morceau de calcium métallique qu'on chauffe de temps à autre et qui suffit à absorber les gaz résiduels. M. Coblentz n'emploie qu'*un seul* couple, extrêmement petit, de l'ordre de 0,2 mm. de diamètre (celui des fils métalliques ne dépasse pas 0,02 mm.) afin de diminuer la capacité calorifique et aussi la conductibilité. La nature de l'élément influe relativement peu. M. Coblentz se sert d'un couple Bismuth-Platine Rhodié. La sensibilité de l'appareil est environ, grâce aux précautions prises, 150 ou 200 fois plus grande que celle du radiomicromètre de Nichols : si l'on emploie un galvanomètre donnant une déviation de 1 millimètre pour un courant

(1) *Astrophysical Journal*, t. XIII, 1901, p. 101.

(2) *Publications of the Allegheny Observatory*, t. III, 1913, p. 43.

(3) Cette sensibilité est limitée notamment par les pertes calorifiques. Or celles-ci proviennent de trois causes : 1° courants d'air (convection) ; 2° conductibilité thermique ; 3° radiation de la surface exposée aux rayons. Cette dernière cause est inévitable ; restent les deux autres dont la première est de beaucoup la plus importante. M. Moll a ainsi trouvé (vide infra) que le seul fait de placer ses couples dans le vide multipliait leur sensibilité par 300.

(4) *Popular Astronomy*, t. XXXI, 1923, p. 105. On trouvera là une bibliographie très complète du sujet, avec la liste des mémoires originaux de M. Coblentz (parus surtout dans le *Bulletin du Bureau of Standards de Washington*, tomes 9 à 11).

de 5.10^{-10} ampères, on obtient ainsi, avec les étoiles, des courants du même ordre (1).

Ces recherches ont montré que deux étoiles de même classe spectrale et de même grandeur photométrique émettent rarement la même quantité d'énergie. De plus M. Coblentz, en intercalant entre le miroir du télescope employé et la pile, une cuve pleine d'eau de 1 centimètre d'épaisseur (arrêtant les rayons infra-rouges) a pu déterminer la proportion respective des radiations visibles et obscures que nous envoient les étoiles des diverses classes spectrales (2) ; les chiffres trouvés par lui ont été : Etoiles blanches (B, A) : 58 à 69 0/0 ; Etoiles jaunes (F, G, K) : 32 à 48 0/0 ; Etoiles rouges (M) : 21 à 29 0/0. — Il y a là sans doute un moyen précieux pour déceler les compagnons invisibles (ou peu visibles) de certaines étoiles brillantes, telles que Sirius : moins chauds et souvent aussi gros que l'étoile principale, ils ont un rayonnement calorifique proportionnellement plus intense qui se révèle aussitôt par une élévation insolite du chiffre observé (3).

Une série d'études analogue encore en cours (comme les précédentes d'ailleurs) a été entreprise au Mont Wilson par MM. E. Pettit et S. B. Nicholson (4), au moyen du Télescope de 100 pouces : ces astronomes, qui s'attachent aussi à l'enregistrement photographique des phénomènes, sont déjà parvenus dans cette voie à des résultats très intéressants dont il y a sans nul doute beaucoup à espérer.

Nous devons enfin mentionner tout spécialement les recherches de M. W. J. H. Moll (5) qui s'est surtout préoccupé d'accroître, en même temps que la sensibilité, la rapidité et la sûreté des indications de ses couples. En employant des

(1) 15.10^{-10} amp. pour Betelgeuse, 5.10^{-10} pour Capella, par exemple.

(2) Voir page 487.

(3) Coblentz, *loc. cit.*, p. 111.

(4) *Astrophysical Journal*, t. LVI, 1922, p. 295. — Cet article, très détaillé, expose en particulier la manière de réaliser les couples excessivement petits dont nous avons parlé.

(5) W. J. H. Moll et H. C. Burger, *Philosophical Magazine*, série 6, t. L, 1925. Et aussi *Revue d'Optique*, t. 4, 1925, p. 562.

couples soudés à l'argent, excessivement petits, M. Moll a pu à la fois leur assurer une très faible capacité calorifique et réduire grandement les pertes de chaleur par conductibilité : le couple est placé dans une ampoule vide d'air qui, par suite du peu de fusibilité de l'argent, peut être chauffée durant l'évacuation, ce qui est nécessaire pour éviter que l'air ne reparaisse à la longue. D'autre part les galvanomètres très sensibles sont le plus souvent très instables et leur précision devient, de ce chef, parfois illusoire. M. Moll en a construit un (1), du type Deprez-d'Arsonval, que ne troublent d'une façon appréciable ni les vibrations mécaniques ni les champs magnétiques parasites extérieurs (voitures, tramways électriques, etc.). Cet instrument fournit presque instantanément ses indications et son zéro ne varie pas. L'ensemble du galvanomètre et de la pile de M. Moll présente donc, à beaucoup d'égards, sur les appareils existants, d'incontestables avantages.

23. Mesure de rayonnement propre des planètes. — Les piles thermo-électriques ont également été appliquées par certains des auteurs cités ci-dessus (2) à l'étude des Planètes.

L'énergie que nous envoie une planète a deux origines : une partie provient du Soleil (par réflexion), une autre de la planète elle-même (en raison de sa température propre). Or on peut calculer, en fonction de la distance au Soleil et en s'appuyant sur les lois des corps noirs, quel est l'ordre de grandeur de la température qu'aurait un corps à peu près noir placé à un endroit donné du Système Solaire : il ne s'agit jamais que de quelques centaines de degrés absolus, tout au plus. Le rayonnement correspondant est presque tout entier infra-rouge et de longueur d'onde certainement supérieure à 5 μ. Une épaisseur d'eau de 1 centimètre, qui arrête toutes les radiations plus longues que 1,4 μ, ne saurait

(1) *Proceedings de l'Académie des Sciences d'Amsterdam*, t. 16, 1913, p. 149.

(2) W. W. Coblentz et C.-O. Lampland, *Lowell Observatory Bulletin*, t. III, n° 85, 1925. Et aussi W.-W. Coblentz, *Popular Astronomy*, t. XXXI, 1923, p. 114 et t. XXXIII, 1925, pp. 310 et 363.

donc le transmettre. On peut dès lors, si l'on a mesuré le pourcentage de l'énergie solaire *directe* qui nous parvient après avoir traversé une cuve d'eau de 1 centimètre et le pourcentage de l'énergie planétaire transmise dans les mêmes conditions, calculer la fraction du rayonnement émis par la planète, qui nous vient du Soleil par réflexion : on en déduit, par différence, le pourcentage de ce rayonnement qui est dû à la planète elle-même.

On obtient ainsi, non pas certes une idée bien précise de la température de chacune des planètes, du moins un chiffre qui permettra sans doute bientôt de l'évaluer avec quelque sûreté (1). Nous donnerons, à propos de chaque planète en particulier, les résultats trouvés par cette méthode.

(1) M. H. N. Russell a notamment suggéré, pour les « températures effectives », un procédé de calcul fondé sur les lois du rayonnement des corps noirs. Ce procédé a été appliqué aux diverses planètes par M. D. H. Menzel (*Astrophysical Journal*, t. LVIII, 1923, p. 65).

CHAPITRE V

MÉTHODES PHYSIQUES D'ÉTUDE DES MOUVEMENTS DES ÉTOILES. VITESSES RADIALES.

1. Mouvements propres. — L'étude des mouvements propres des Etoiles était jadis du ressort exclusif de l'Astronomie de position : elle se rattache aujourd'hui à l'Astrophysique, à la fois par certains procédés de recherche perfectionnés et par l'application qu'on en a faite à divers problèmes d'Astronomie stellaire.

Le mouvement propre dont il s'agit ici est le déplacement angulaire apparent, exprimé en secondes d'arc (fig. 25) que

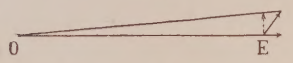


Fig. 25.

beaucoup d'étoiles éprouvent en un temps donné suffisamment long (un siècle par exemple), perpendiculairement au rayon visuel.

La recherche des étoiles douées de grands mouvements propres offre un intérêt de premier ordre. Ou bien en effet ces étoiles sont très rapprochées de nous et alors l'étude, toujours difficile, de leurs parallaxes mérite d'être entreprise — ou bien elles sont très lointaines et ne donneront de toute façon que des parallaxes *directes* insignifiantes sinon illusoires ; mais alors leurs vitesses linéaires doivent être énormes, ce qui implique sans doute des caractères physiques également dignes d'attention et pouvant dans certains cas conduire à de belles découvertes.

Les mouvements propres des étoiles sont d'ordinaire très faibles, inférieurs à quelques secondes par siècle. Avant le XVIII^e siècle, alors qu'on ne déterminait les positions des étoiles que par leur longitude et leur latitude, les déplacements en longitude se perdaient dans l'incertitude de la Précession des Equinoxes et seuls quelques écarts en latitude avaient pu être soupçonnés : Halley (1718) avait ainsi reconnu ceux d'Arcturus, d'Aldébaran et de Sirius.

Ce sont seulement les observations précises de Bradley, faites à l'aide d'instruments méridiens, par ascensions droites et déclinaisons, de 1750 à 1763, qui ont permis de mettre nettement en évidence, par comparaison avec les observations modernes, une série importante de mouvements propres. C'est ainsi qu'ont été construits les catalogues de S. Newcomb (1), de J. Bossert (2) et de A. Auwers (3), auxquels a succédé en 1910 celui de Lewis Boss (4) contenant 6.188 étoiles, et qui marque le couronnement de cette méthode. C'est encore par ces procédés qu'a longtemps opéré à Groningue J. C. Kapteyn, aidé de nombreux assistants et au prix d'immenses efforts.

2. Emploi du blink-microscope (5). — Les anciennes méthodes fondées sur les principes ci-dessus ont un grave inconvénient : pour trouver une étoile à mouvement propre appréciable, il faut en étudier plus de 50 qui ne donnent rien.

L'emploi de la photographie et l'étude comparative directe de deux clichés pris au moyen du même instrument à 25 ou 30 ans d'intervalle n'a pas suffi, à elle seule, à écarter cette difficulté. Il a fallu chercher autre chose.

(1) *Catalogue of fundamental stars for 1875 and 1900,* Washington, 1898.

(2) *Catalogue d'étoiles brillantes,* Paris, 1906 (Gauthier-Villars).

(3) Tafeln zur Reduktion von Sternkatalogen auf das System des Fundamentalkatalogs der Astronomischen Gesellschaft *(Astronomische Nachrichten,* années 1894, 1898 et 1903).

(4) *Preliminary General Catalogue of 6188 stars for the epoch 1900,* Washington, 1910.

(5) On trouvera des détails bibliographiques sur cette question dans : J. Bosler, *Bulletin Astronomique,* nouvelle série, t. II, 1922, p. 33.

Un premier progrès a été l'emploi du stéréocomparateur, inventé par Pulfrich en 1904. On place les deux clichés à comparer dans un stéréoscope de grand dimension — le « stéréocomparateur » — et on règle le mieux possible la coïncidence des deux images, droite et gauche (données respectivement par l'ancien et le nouveau cliché). Les étoiles qui, dans l'intervalle des dates des deux poses, ont bougé par rapport à leurs voisines se comportent comme le font dans un stéréoscope ordinaire les objets situés en avant : elles ressortent en relief. Certains astronomes et notamment M. J. Comas Solà obtiennent au moyen d'appareils de ce genre des résultats souvent surprenants. Malheureusement l'impression du relief n'est pas d'une fidélité absolue : suffisante pour rendre perceptibles les mouvements d'objets célestes qu'on sait d'avance avoir bougé, elle aboutit parfois à des erreurs quand il s'agit d'en découvrir d'ignorés.

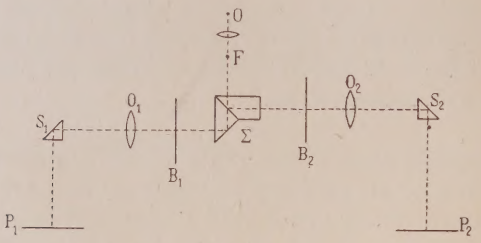


Fig. 26. — Principe du Blink-Microscope.

Aussi a-t-on transformé le stéréocomparateur qui est devenu par la suite le « Blink-Microscope ». Le principe de l'appareil consiste à superposer optiquement, dans le champ d'*un même* microscope, les images des deux clichés à comparer. Si P_1 et P_2 sont les deux plaques (fig. 26), S_1 et S_2 deux prismes à réflexion totale, O_1 et O_2 deux objectifs de même distance focale, les rayons lumineux suivent la marche indiquée : la pièce optique centrale Σ est formée de deux prismes à réflexion accolés, la face hypoténuse de l'un contre une des faces rectangles de l'autre ; la surface commune, semi-argentée, laisse passer à la fois les rayons venant de

P_1 et ceux venant de P_2. — On masque maintenant alternativement, grâce à une paire d'écrans appropriés B_1 B_2, l'une ou l'autre des deux images. Si, parmi les étoiles photographiées, il s'en trouve dans le champ quelqu'une douée d'un mouvement propre appréciable, ses deux images ne coïncident pas ; l'étoile paraît alors sautiller brusquement d'une position à une autre, ce qui se remarque de suite.

Il se produit là un phénomène analogue à celui qu'on peut constater en longeant en bateau une côte bordée de galets : aucun des millions de galets qu'on aperçoit ne se distingue de ses voisins, même à la jumelle, si tous sont immobiles ; si l'un d'eux vient à remuer — poussé par exemple par un crabe — il saute aux yeux aussitôt. — C'est cette propriété de déceler les étoiles à fort mouvement propre, au milieu de milliers d'autres, qui constitue le caractère réellement nouveau de la méthode et la rend si efficace.

Le Blink-Microscope a pourtant un inconvénient, difficile à éviter il est vrai : il ne met en évidence que des mouvements relatifs, par rapport à la majorité des étoiles du champ instrumental, prises dans leur ensemble ; si toutes celles visibles en même temps dans l'oculaire se meuvent de conserve, le procédé ne donne rien : il est donc impuissant à nous révéler les déplacements des étoiles par rapport à l'ensemble de tout notre système stellaire, déplacements qui seraient justement les plus intéressants. Malgré ce défaut, qui lui est du reste commun avec beaucoup d'autres méthodes, l'instrument est fort employé dans les Observatoires : c'est grâce à lui notamment que M. A. van Maanen (1) a mesuré en 1916 les mouvements giratoires des Nébuleuses spirales.

3. Résultats généraux de l'étude des mouvements propres. — Les plus importants de ces résultats concernent soit la constitution de la Voie Lactée, soit le déplacement du Système Solaire dans l'espace, soit celui de groupes particuliers d'étoi-

(1) Voir p. 668.

les : nous nous bornerons ici à quelques indications générales.

Parmi les plus grands mouvements propres constatés, on peut citer les suivants :

Etoile de Barnard 1916. .	gr.	11,0	$10''$,30 par an
Cordoba ZV 243	»	8,5	$8''$,70 »
1830 Groombridge . . .	»	6,6	$7''$,05 »

On voit qu'ils ne dépassent guère $10''$ *par an*.

Une étude d'ensemble sur les valeurs de ces mouvements a été faite par M. H. H. Turner (1) à l'aide de 40 clichés de la Carte du Ciel renfermant 10.000 étoiles photographiées deux fois à Oxford, à quinze ans d'intervalle. M. Turner a trouvé que, parmi ces étoiles : 26 ont des mouvements supérieurs à $20''$ *par siècle*, dont 11 plus brillantes que la 10e grandeur ; 42 en ont de compris entre 15 et $20''$, dont 26 plus brillantes que la 10e grandeur ; enfin 200 se déplacent dans le même temps de 10 à $20''$.

Les étoiles à grands mouvements propres sont également distribuées dans le Ciel, sans manifester de préférence pour la Voie Lactée.

Nous avons dit plus haut qu'un grand mouvement propre était un indice de proximité : c'est là une intuition évidente ; la statistique de M. Turner la confirme. On y voit en effet les étoiles faibles (inférieures en éclat à la 10e grandeur) représenter 50 0/0 à peine des mouvements appréciables trouvés, alors que, sans aller au delà de la 14e grandeur, elles sont de 60 à 80 fois plus nombreuses que les étoiles plus brillantes que la 10e grandeur. Les étoiles faibles ont donc considérablement moins de chances que les brillantes d'avoir un mouvement sensible.

Cette petitesse des mouvements propres des étoiles faibles, conséquence de leur éloignement probable, est souvent postulée en Astronomie, notamment dans la recherche directe des parallaxes stellaires.

(1) *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, t. LXIX, 1909, p. 487.

4. Principe de Doppler-Fizeau. — Vitesses radiales. — Le mouvements propres ne donnent — en mesure angulaire — que la composante perpendiculaire au rayon visuel. Le déplacement dans la direction de la ligne de visée semblait inaccessible à l'observation ; la découverte de Doppler (1843), complétée et précisée par Fizeau (1848), le rendit mesurable. En voici le principe :

Quand une source lumineuse s'approche de l'observateur, les raies de son spectre sont déviées vers le violet d'une quantité $\Delta\lambda$ *telle que, si* λ *est la longueur d'onde de la raie considérée,* V *la vitesse de la lumière et* v *la vitesse de la source par rapport à l'observateur, on ait :*

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{V}.$$

Quand la source s'éloigne, les raies sont déviées vers le rouge de la même quantité.

Il n'y a là que l'extension à l'Optique d'une loi acoustique bien connue, qu'une expérience banale permet de vérifier : lorsqu'un express franchit une gare en sifflant sans s'arrêter, le son, plus aigu avant le passage du train, devient plus grave après. En dehors de cette analogie grossière, le Principe de Doppler-Fizeau a été l'objet de confirmations expérimentales nombreuses et précises : les expériences de M. A. Belopolsky (1) sont notamment citées dans tous les traités de Physique.

On peut donc, en mesurant le décalage apparent des raies d'une étoile par rapport à celles d'un spectre de comparaison terrestre juxtaposé à celui de l'étoile, évaluer *en kilomètres* la vitesse de cette dernière relativement à l'observateur ou plus exactement la composante, dite « vitesse radiale », de cette vitesse suivant le rayon visuel.

Les premières observations photographiques de vitesses radiales, dues à H. C. Vogel, remontent à 1890. Elles se sont beaucoup développées depuis avec les grands instruments qui seuls permettent, dans la plupart des cas, d'obte-

(1) Voir O. D. Chwolson, *Traite de Physique*, t. II, p. 300.

nir des résultats concordants. Les vitesses radiales sont en effet généralement de l'ordre de 20 km./sec., ce qui correspond à des décalages spectraux de 0,3 Å et elles exigent par suite d'assez fortes dispersions : on les évalue aujourd'hui à quelques centaines de mètres près. Une des plus grandes vitesses radiales d'étoiles connues est celle de l'étoile A. G. Berlin 1366 qui s'éloigne de nous à raison de 342 km./sec.

5. Mesure des vitesses radiales. — Cette mesure s'effectue toujours maintenant par la photographie. On prend, avec un spectroscope à fente, un spectre de l'étoile étudiée et l'on exécute sur la même plaque, au-dessus et au-dessous du spectre de l'étoile (1), deux spectres identiques d'une source terrestre connue, destinée à servir de comparaison : on peut choisir par exemple une étincelle d'induction à électrodes de Fer ou un tube de Geissler à Hydrogène.

Le cliché une fois obtenu, si les raies de l'étoile répondent à des raies connues du spectre de comparaison, la mesure de $\Delta\lambda$, à la machine à mesurer, est facile, car $\Delta\lambda$ est, nous l'avons dit, toujours petit. Il arrive malheureusement bien souvent que les raies les plus nettes du spectre de l'étoile ne soient en face d'aucune raie déterminée de la source terrestre : on se trouve donc en présence du problème suivant, familier à tous les spectroscopistes : Etant donné un spectre où l'on connaît les longueurs d'onde précises de certaines raies, déduire les longueurs d'onde des autres raies de leurs positions sur le cliché.

Avec un spectroscope à réseau, la question ne se pose pour ainsi dire pas : chaque raie est déviée proportionnellement à sa longueur d'onde et quand toutes les raies du cliché ont été repérées par leur position, une simple règle de trois suffit. Mais il n'en va pas de même avec les prismes, où la

(1) Il faut, bien entendu, avoir soin de masquer au préalable sur le cliché l'emplacement réservé au spectre de l'étoile. Il suffit pour cela de pousser devant la fente, juste à l'endroit où se forme l'image de l'étoile, une petite lame de laiton qui joue le rôle d'écran et qu'on écarte ensuite.

déviation des raies ne suit plus une loi aussi simple. Une courbe tracée à la main suffit rarement. Il faut donc recourir à une formule d'interpolation.

La plus pratique de beaucoup est la formule hyperbolique de Cornu, qui exige seulement la connaissance de 3 raies. Elle peut s'écrire :

$$\lambda - b = \frac{c}{\delta - a};$$

δ représente ici la lecture micrométrique de la raie inconnue, dont λ est la longueur d'onde ; a, b, c sont des constantes.

Pour calculer les longueurs d'onde d'une portion de spectre, il suffit donc de mesurer micrométriquement, à la machine, les positions de 3 raies de longueur d'onde connue : on obtient ainsi 3 équations qui servent à déterminer les constantes a, b, c. L'emploi de la machine à calculer est d'ailleurs tout indiqué.

On a cherché à perfectionner la formule de Cornu en vue de la rendre plus précise et l'on utilise parfois celle de Hartmann :

$$\lambda - b = \frac{c}{(\delta - a)^{\alpha}}$$

où α est un nouveau paramètre, voisin de 0,8. Mais l'accroissement de la complication des calculs rend ces améliorations assez illusoires ; mieux vaut s'en tenir à la formule de Cornu et choisir des raies de base suffisamment voisines, sans toutefois jamais extrapoler (1).

6. Spectrocomparateur de Hartmann (2). — Pour obtenir de la précision, il est nécessaire de mesurer la vitesse radiale de l'étoile sur plusieurs raies différentes qui, bien entendu, doivent donner des résultats concordants. Mais alors l'opération devient laborieuse. M. J. Hartmann a cherché à faire

(1) Voir sur ce paragraphe, et aussi sur le suivant : E. C. C. Baly, *Spectroscopy* (déjà cité), p. 142.

(2) *Loc cit* (Baly), p. 137, où l'appareil, construit par Zeiss, se trouve décrit.

participer d'un seul coup à la mesure toutes les raies du spectre envisagé.

Le principe de la méthode consiste à comparer ensemble le spectre d'étoile non encore étudié et un spectre, obtenu avec le même spectroscope, d'une autre étoile de même type spectral, mais dont la vitesse radiale est supposée bien connue. Chacun des deux spectres stellaires est supposé accompagné d'un spectre de comparaison, du même élément chimique pour les deux.

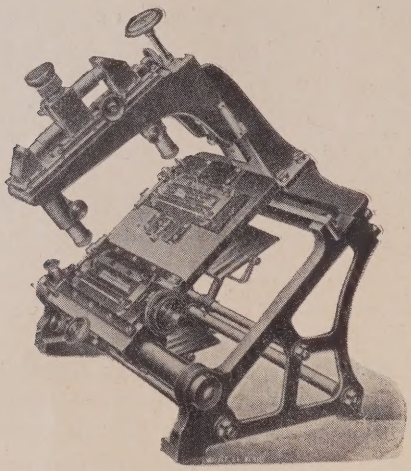


Fig. 27. — Spectrocomparateur de Hartmann.

Le dispositif employé (fig. 27) analogue à celui du Blink-Microscope, se réduit à amener les images des deux clichés dans un même plan focal et à les observer simultanément avec le même oculaire. Chacune des deux plaques est placée sur un chariot mobile, une vis micrométrique donnant la différence de position des deux chariots. On amène les deux spectres de comparaison à coïncider et on lit le micromètre; on amène les deux spectres stellaires à coïncider et on lit de nouveau le micromètre : la différence des deux

lectures donne la vitesse radiale relative, correspondant à la région moyenne visée. Pour rendre le pointé plus précis, on partage le domaine spectral photographié en 5 ou 6 régions qu'on examine alors séparément : on évite ainsi les incertitudes provenant de ce que $\Delta\lambda$ n'est pas constant partout, mais proportionnel à λ.

Avec ce procédé, toutes les raies stellaires concourent à la détermination de la vitesse radiale. On n'a même pas besoin de les identifier exactement, non plus que celles du spectre de comparaison. Il faut par contre posséder déjà un cliché, servant d'étalon, d'une étoile de vitesse radiale connue indépendamment.

CHAPITRE VI

MESURE INTERFÉRENTIELLE DU DIAMÈTRE DES ÉTOILES

1. Impossibilité des mesures directes. — On sait qu'il est impossible de mesurer au micromètre les diamètres apparents des étoiles, comme on le fait pour les planètes et quelques-uns de leurs satellites. Cela tient au phénomène de la diffraction. L'image d'un point lumineux situé à l'infini, donnée par un objectif (ou un miroir) n'est pas un point, mais bien une petite tache lumineuse, entourée d'anneaux dont le diamètre ne dépend que de celui de l'objectif et de la couleur de la lumière envisagée. Ce diamètre (1) a pour valeur : $1{,}22\,\frac{\lambda}{D}$, D étant le diamètre de l'objectif et λ la longueur d'onde considérée, exprimée avec la même unité. En d'autres termes, un point à l'infini offre, dans une lunette de 10 centimètres d'ouverture, une image de $1''{,}2$ de diamètre ; celle-ci est d'autant plus petite que l'on emploie une lunette d'ouverture plus grande.

Comme ce que nous savons déjà des étoiles et de leurs distances nous prouve que leurs diamètres ne sauraient excéder quelques centièmes de seconde d'arc, il est illusoire de chercher à les mesurer avec les instruments ordinaires. Ce n'est qu'en 1868 que Fizeau (2) eut l'idée d'appliquer les phénomènes d'interférences, étroitement liés d'ailleurs aux effets de diffraction, pour les faire servir à l'évaluation des

(1) H. Bouasse, *Cours de Physique*, t. IV (Paris, Delagrave), p. 375.

(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 66, 1868, p. 934. On trouvera de nombreux détails et notamment l'historique et la bibliographie du sujet dans les articles de M. M. Hamy du *Bulletin Astronomique*, t. X, 1893, p. 489 et t. XI, 1894, p. 48. — Plus récemment, voir A. Danjon, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 35, 1921, p. 416.

diamètres des étoiles. C'est cette méthode qui, grandement perfectionnée par le physicien américain Michelson, a réussi si brillamment au Mont Wilson.

2. Principe de la Méthode Interférentielle. — Considérons une lunette devant l'objectif de laquelle on a disposé un écran opaque percé de deux trous écartés et supposons qu'on la dirige vers une source lumineuse de diamètre apparent infiniment petit. Si les deux trous sont placés symétriquement par rapport à l'axe optique de la lunette, ils seront éclairés par la source dans des conditions rigoureusement identiques

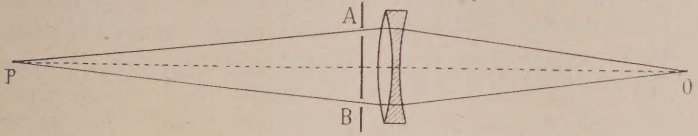


Fig. 28.

et joueront le rôle de deux sources lumineuses distinctes, vibrant synchroniquement. Dans le plan focal, avec un oculaire très puissant, on verra apparaître *des franges d'interférence qui traverseront la tache de diffraction* correspondant à l'ouverture de l'objectif, tout comme dans l'expérience bien connue des deux trous d'Young dont celle-ci n'est que la reproduction (fig. 28).

Ces franges sont dues à la nature vibratoire de la lumière. Pour plus de simplicité, supprimons l'objectif qui n'intervient ici qu'en limitant le faisceau par son ouverture utile, et supposons le point P à l'infini. Les ondes *planes* issues des deux points A et B sont en concordance parfaite de phase au point O où l'axe optique perce le plan focal (fig. 29) : les intensités lumineuses provenant de A et de B s'ajoutent donc en ce point. Il n'en est plus partout de même en dehors de l'axe où l'une des ondes doit parcourir en plus le chemin

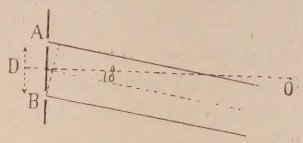


Fig. 29.

D sin δ, D étant l'écartement des deux trous et δ l'angle définissant la direction des rayons envisagés. Les intensités ne s'ajoutent alors à nouveau que si D sin δ est un multiple entier n de la longueur d'onde λ, c'est-à-dire si D sin $\delta = n\lambda$. Ailleurs il y a discordance et l'on observe en particulier une région obscure (frange noire) en tous les points où D sin $\delta = \frac{n\lambda}{2}$.

Ce qui précède exige que la source lumineuse soit un point sans dimensions appréciables. Si c'est un disque de dimensions apparentes finies, mais toujours très petites (ou une petite sphère), les ondes émanées des différents points ne concordent pas parfaitement et les franges sont moins nettes. Une nouvelle cause d'interférences intervient alors : chacun des deux points A et B (fig. 30) reçoit, des divers éléments

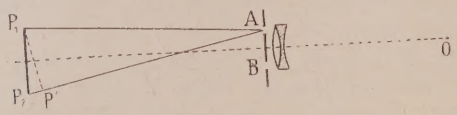


Fig. 30.

(tels que P_1, P_2) de la source, des ondes qui peuvent discorder, ce qui suffit à masquer les phénomènes observés tout à l'heure.

Les franges disparaissent même entièrement si le diamètre du disque lumineux atteint une certaine valeur. Or, dans le cas simplifié d'une source ponctuelle à l'infini (trous d'Young), on peut calculer aisément l'intensité des franges (1) ; on peut aussi, en appliquant les mêmes principes, tenir compte du trouble apporté par les dimensions apparentes finies de la source. On peut donc, et c'est ce qu'a fait M. A. A. Michelson, trouver de cette façon la relation qui existe entre le diamètre apparent ω de la source et la

(1) Celles-ci traversent, nous l'avons dit, la très petite tache due au phénomène primaire de la diffraction : elles sont donc fort petites elles-mêmes et exigent l'emploi d'un *oculaire très grossissant.*

quantité $\frac{\lambda}{D}$ correspondant aux deux trous quand les franges disparaissent. Cette relation est encore :

$$\omega = 1{,}22\,\frac{\lambda}{D}\,.$$

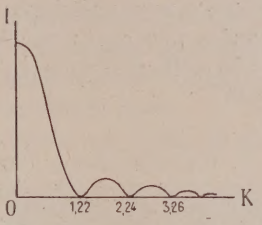


Fig. 31. — Variation de l'intensité I des franges avec le coefficient K de $\frac{\lambda}{\omega}$.

Si maintenant, ω restant invariable, on fait croître la distance D des deux trous au delà de la valeur donnée par cette formule, on démontre que les franges reparaissent, mais moins intenses ; elles disparaissent à nouveau avec $D = 2{,}24\,\frac{\lambda}{\omega}$, pour reparaître ensuite plus faibles encore, redisparaître avec $D = 3{,}26\,\frac{\lambda}{\omega}$ et ainsi de suite (fig. 31).

3. Premières expériences, en France et en Amérique, de MM. Stephan, Michelson, Hamy. — La méthode suggérée par Fizeau fut appliquée pour la première fois, à l'Observatoire de Marseille, par E. Stephan (1) (1873-1874). Un écran percé de deux trous (fig. 32) distants de 0 m. 65 avait été disposé en avant d'un télescope de 0 m. 80. Mais la distance des trous était trop faible ; les franges se montrèrent toujours : il aurait fallu, pour les faire disparaître, que les étoiles eussent des diamètres apparents supérieurs à 0″,16.

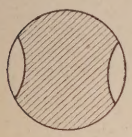


Fig. 32.

Plus tard (1890), M. Michelson (2) donna la théorie précise de l'expérience et entreprit, à l'Observatoire Lick, avec la grande lunette de 0 m. 91, de résoudre le problème plus facile que nous posent les satellites de Jupiter. Les résultats

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 76, 1873, p. 1008 et t. 78, 1874, p. 1008.

(2) *American Journal of Science*, 3e série, t. XXXIX, 1890, pp. 115 et 216 ; *Memoirs of the National Academy of Washington*, t. V, 1891 et aussi *Nature*, t. XLV, 1891, p. 160.

furent excellents : M. Michelson trouva des chiffres compris entre 0″,5 et 1″, analogues à ceux donnés par les meilleures mesures micrométriques directes. Ces mesures furent confirmées peu après par M. Hamy (1), également au moyen de la méthode de Fizeau (Grand Equatorial Coudé de Paris, 1899).

4. Un point capital : les deux faisceaux interférents peuvent provenir d'objectifs distincts. — On croyait autrefois que, pour ces expériences, il était indispensable de ne faire interférer que des faisceaux issus d'un même objectif : les expériences auraient été ainsi limitées par le diamètre maximum des instruments en service, qui ne dépassait pas 1 mètre au début et atteint aujourd'hui 2 m. 50. Or il n'en est rien ; on peut arriver au même résultat, comme M. Michelson l'a remarqué en 1891, en écartant l'un de l'autre les deux fais-

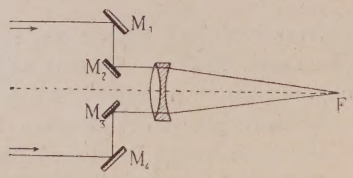


Fig. 33.

ceaux émanés de l'étoile au moyen de deux miroirs auxiliaires M_1 et M_4 (fig. 33) inclinés à 45° et invariablement fixés devant l'objectif, où les ramène un second couple de miroirs à 45°, M_2 et M_3. Grâce à ce dispositif, il devient possible d'employer un télescope ou une lunette de dimensions normales. Les difficultés de réglage, d'ailleurs très grandes, mais peut-être aussi un scepticisme bien compréhensible, firent néanmoins ajourner toutes les tentatives jusqu'à la construction du grand télescope de 2 m. 50 du Mont Wilson.

(1) *Bulletin Astronomique*, t. XVI, 1899, p. 257.

5. L'Interféromètre stellaire de M. Michelson. — Ce n'est donc pas à cause de son très grand diamètre ou de sa puissance optique que le Télescope de 100 pouces a été choisi, mais en raison surtout de la solidité et de la parfaite stabilité de sa monture, qui permettent d'y adapter, sans crainte des flexions, une glissière M_1 M_4 suffisamment longue.

Le premier appareil (fig. 34), construit en 1920, permet

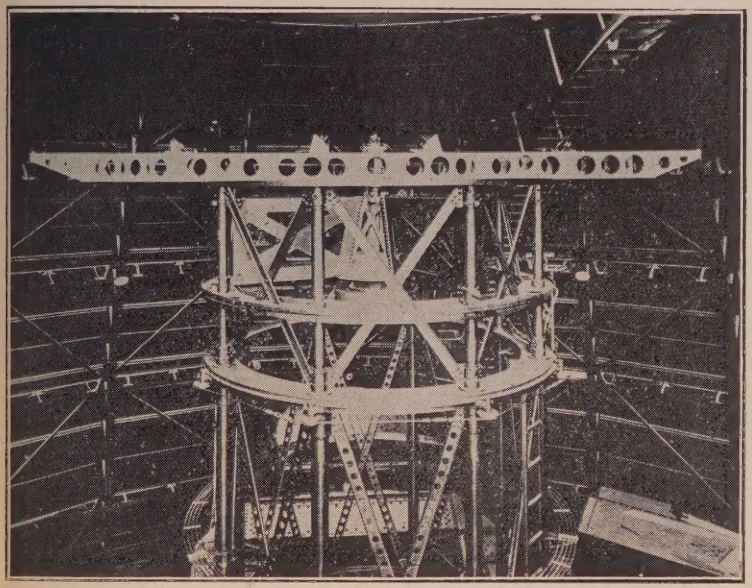


Fig. 34. — L'Interféromètre de M. Michelson monté sur le Télescope de 100 pouces du Mont Wilson.

d'écarter les miroirs M_1 et M_4 à 6 mètres l'un de l'autre. Ces miroirs ont 15 centimètres de diamètre : ils peuvent se déplacer symétriquement et sont montés chacun sur une vis sans fin à la manière d'un chariot de tour. Les deux vis ont leur filetage de même sens ; un petit moteur électrique fixé au tube du télescope les fait tourner en sens inverse. Les miroirs M_2 et M_3 sont fixes et à 1 m. 14 de distance.

Pour faire une mesure, on écarte graduellement les miroirs M_1 et M_4, en observant chaque fois la netteté des franges. Quand celles-ci disparaissent, on note la distance D des deux miroirs M_1 et M_4 : le diamètre apparent de l'astre est alors donné par la formule $\omega = 1{,}22 \frac{\lambda}{D}$.

Afin de faciliter le réglage, on a disposé derrière l'oculaire un prisme à vision directe grâce auquel on peut voir, dans chaque région spectrale, les franges en lumière monochromatique : les phénomènes d'interférence sont en effet toujours bien plus faciles à observer dans ces conditions.

De plus il faut pouvoir agir à volonté sur le chemin optique, c'est-à-dire sur la longueur exacte du trajet des deux faisceaux, compte tenu des divers milieux traversés. Les deux chemins doivent être en effet, au centre de l'image, rigoureusement égaux. Pour amener ce résultat, on pourrait agir sur l'un des miroirs ; mais il est bien plus simple d'interposer, sur le parcours d'un des faisceaux, une lame de verre d'épaisseur variable, formée de deux prismes dont l'un est mobile (fig. 35) ; le tout se trouve près de l'oculaire et à portée de la main de l'observateur. Une lame à faces parallèles ordinaire compense, au point de vue optique, l'introduction de la lame réglable.

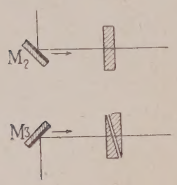


Fig. 35.

Une course de 6 mètres de la glissière M_1M_4 a suffi jusqu'ici pour déterminer le diamètre d'un certain nombre d'étoiles. Contrairement à ce que l'on craignait au début, les franges ne nécessitent, pour être observables, que des images de qualité très ordinaire. MM. A. A. Michelson et F. G. Pease ont ainsi trouvé, en 1920-21, pour Bételgeuse (1) un diamètre de 0″,047, pour Arcturus (2), un de 0″,024 et pour Antarès (3) 0″,040. Quand on tient compte des paral-

(1) *Astrophysical Journal*, t. LIII, 1921, p. 249.

(2) *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXIII, 1921, p. 171.

(3) Même publication, même volume, p. 204. — Plus tard le diamètre apparent d'Aldébaran a aussi été mesuré : l'étoile aurait un diamètre vrai 38 fois supérieur à celui du Soleil.

laxes probables des 3 étoiles (0″,017, 0″,095, 0″,009), ces chiffres reviennent respectivement à 300 fois, 28 fois et 450 fois le diamètre vrai du Soleil. Les diamètres apparents trouvés coïncident remarquablement avec ceux que faisaient présumer les mesures de température effective et les lois des corps noirs.

6. Mesure interférentielle des Etoiles Doubles très serrées. — La méthode de M. Michelson s'applique aussi aux étoiles doubles trop rapprochées pour apparaître distinctes dans les lunettes, c'est-à-dire aux étoiles doubles spectroscopiques.

Considérons une étoile double très serrée ; supposons les deux composantes d'éclat égal et admettons que le diamètre apparent de chacune d'elles soit négligeable. Si nous pouvons orienter autour de l'axe optique du télescope la

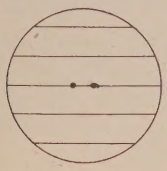


Fig. 36.

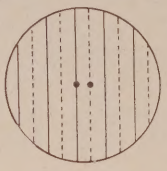


Fig. 37.

pièce qui supporte les deux miroirs M_1 et M_2 de la figure 33, nous devons constater que les interférences se produisent avec netteté quelle que soit la distance D des miroirs M_1 et M_2, lorsque ceux-ci ont une certaine orientation, normale à celle des composantes du couple. On se trouve en effet ainsi dans le cas de la source ponctuelle à l'infini et les systèmes de franges correspondant à chacune des deux étoiles se superposent complètement (fig. 36). Pour toute autre orientation, les deux systèmes sont en discordance et la netteté des franges observables dépend de D (fig. 37).

On a ainsi le moyen de connaître l'orientation du couple dans le Ciel (ou son angle de position). Pour avoir l'écartement des composantes, faisons maintenant tourner de 90°, à partir de sa position dans la figure 36, la ligne M_1M_2 des

deux miroirs. Les deux systèmes de franges sont alors décalés l'un par rapport à l'autre d'une distance angulaire égale à l'écartement des composantes du couple. Si maintenant nous faisons varier la distance D des deux miroirs M_1 et M_4 de façon que les franges disparaissent, en nous assurant qu'elles reparaissent en dehors de la position trouvée, nous serons certains que les deux systèmes sont en discordance absolue et partant que l'interfrange $\frac{\lambda}{D}$ est égal au double de l'écartement du couple.

L'expérience a été tentée en 1920 par M. J. A. Anderson (1) sur Capella. Le demi-grand axe a été trouvé de $0''{,}05249$ et les points obtenus au cours de la période de révolution de 104 jours sont très exactement sur une ellipse. La précision de la méthode est telle que l'écart maximum entre les distances mesurées et calculées n'a pas dépassé $0''{,}00004$ et les angles de position n'ont jamais été en erreur de plus de $0°{,}9$: on ne pouvait espérer mieux.

Les composantes de Capella sont de même éclat. Lorsqu'il n'en est pas ainsi, la visibilité des interférences passe par un minimum, sans devenir nulle : on peut observer de la sorte des étoiles différant de 1,5 grandeur.

7. Recherches en cours. — Des perfectionnements récents ont permis d'atteindre avec l'interféromètre des étoiles de 4e grandeur.

On a aussi construit au Mont Wilson (2) un nouvel appareil plus puissant que celui employé pour Bételgeuse et indépendant du Télescope de 100 pouces. L'écart maximum des deux miroirs est de 16 m. 50 : ils peuvent tourner autour de la droite joignant leurs centres et le tout est monté sur une fourchette, à l'extrémité nord de l'axe horaire d'une robuste monture équatoriale ; on peut ainsi atteindre les diverses

(1) *Nature*, t. CVI, 1920, p. 268. — La mesure de Capella, exécutée au Télescope de 100 pouces avec un simple écran percé de 2 fentes, a même précédé en date celle des diamètres stellaires proprement dits.

(2) *Annual Report of the Director of the Mount Wilson Observatory*, 1922, p. 241.

déclinaisons et angles horaires. Enfin le télescope principal a 36 pouces (91 cm.) d'ouverture et 5 mètres de foyer.

Les mesures faites jusqu'ici de diamètres des étoiles supposent leurs disques uniformément éclairés. Il n'en est certainement pas ainsi : les épaisses atmosphères dont elles sont entourées doivent avoir les mêmes effets que pour le Soleil et le disque doit être plus brillant au centre qu'au bord. Les chiffres que nous avons donnés doivent sans doute être majorés de ce chef d'une quantité difficile à apprécier exactement, mais dont l'ordre est évalué à 17 0/0. La formule $\omega = 1{,}22\frac{\lambda}{D}$ n'étant plus valable, M. Michelson (1) en a calculé une nouvelle où intervient l'obscurcissement des bords. On pourra alors déduire la loi de variation de cet obscurcissement en fonction de la distance apparente au centre, en étudiant entièrement la forme de la courbe de visibilité (fig. 31) des franges Tous ces perfectionnements permettront sans doute d'élucider *directement* le problème des pulsations des Céphéides (2) dont les diamètres doivent — si la théorie la plus accréditée est exacte — varier avec les époques. D'autres étoiles variables ont d'ailleurs déjà bénéficié de la méthode : le diamètre de Mira Ceti (3) a par exemple été mesuré ; l'étoile a été trouvée au maximum d'éclat de la même grosseur que Bételgeuse et il n'est pas douteux que cette découverte sera bientôt suivie d'autres du même genre.

(1) *The Observatory*, t. XLV, 1922, p. 40. Voir aussi H. Spencer Jones, *Monthly Notices of the R. A. S.*, t. LXXXII, 1922, p 513.

(2) Voir p. 595.

(3) F. G. Pease, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXVII, 1925, p. 89.

DEUXIÈME PARTIE

LE SOLEIL

CHAPITRE PREMIER

CARACTÈRES GÉNÉRAUX DE LA SURFACE SOLAIRE TACHES ET FACULES

1. Généralités sur le Soleil. — Le Soleil n'est qu'une étoile comme les autres et, pris en lui-même, nullement une des plus remarquables : s'il était seulement aussi loin de nous que celles dont la parallaxe atteint 0″,1, nos proches voisines, nous le verrions à peine à l'œil nu par un ciel moyen. Mais c'est de toutes les étoiles la seule que nous puissions jamais espérer bien voir ; c'est la seule qui puisse nous aider à comprendre ses congénères et jeter ainsi quelque lueur sur l'évolution des astres ; aussi son étude présente-t-elle un intérêt primordial. Avant de l'aborder, nous rappellerons quelques données (1), qui nous seront par la suite constamment utiles.

La distance moyenne du Soleil à la Terre est d'environ 149.501.000 kilomètres, soit 23.439,2 rayons terrestres équatoriaux ; son rayon vaut 109,05 fois la même unité. Sa masse n'est pas connue avec une grande exactitude : les meilleures évaluations la portent à 333.432 fois celle de la Terre, ce qui correspond à une densité moyenne relativement faible de 1,39 (par rapport à l'eau) et à une gravité à la surface 28 fois supérieure à la nôtre. Le Soleil tourne sur lui-même (suivant une loi très particulière) avec une période sidérale d'environ 25 jours 1/2.

Son diamètre apparent est loin d'être déterminé avec beaucoup de précision : le bord du disque manifeste toujours un bouillonnement dû aux agitations de l'air qui rend les pointés incertains à 0″,5 près, tandis que les photographies sont très

(1) *Annuaire du Bureau des Longitudes pour 1925*, p. 250.

affectées par l'irradiation. On admet comme diamètre moyen 31'59″,3.

Le Soleil ne paraît pas aplati. Tisserand a calculé (1) que son aplatissement ne pourrait dépasser 1 : 37.500, sans que les mouvements planétaires en éprouvassent des perturbations qu'on n'observe pas. On a même prétendu que le Soleil était allongé dans le sens de la ligne des pôles et le P. S. Chevalier (2) a cru trouver en 1911-1912 un écart de 0″,11 entre les diamètres polaire et équatorial. Mais avant d'admettre une anomalie aussi étrange, il faudrait en être deux fois sûr et celle-là est encore des plus douteuses. La méthode préconisée par M. M. Hamy (3), consistant à placer devant l'objectif de la lunette un écran percé d'une fente étroite, accroîtrait notablement la netteté du bord : elle permettra peut-être d'éclaircir ce point énigmatique.

La chaleur émise par le Soleil fera l'objet d'un chapitre spécial. Quant à la quantité de *lumière* qu'il nous envoie, comparée aux étalons lumineux terrestres, elle a donné lieu à des mesures très délicates mais aussi de première importance, surtout au point de vue de l'Astronomie stellaire. Les meilleures observations récentes, discutées par M. H. N. Russell, l'évaluent, à la surface de la Terre, quand l'astre est au zénith, à 103.000 lux (4) (à 5 0/0 près) ; si l'absorption par l'atmosphère terrestre n'existait pas, cet éclairement serait de 134.500 lux, ce qui dans l'échelle photométrique de Harvard porte la grandeur stellaire du Soleil à — 26,72. La grandeur du Soleil à la distance où la parallaxe annuelle est 0″,1 (« grandeur absolue ») est alors 4,85.

La surface solaire présente deux catégories principales d'accidents : les Taches et les Facules, dont nous allons bientôt nous occuper. Autour de lui, on aperçoit aux éclip-

(1) *Traité de Mécanique Céleste*, t. IV, 1896, p. 536 (Paris, Gauthier-Villars).

(2) *Bulletin Astronomique*, t. XXIX, 1912, p. 473.

(3) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 165, 1917, p. 1082.

(4) *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 127. Le lux est l'éclairement produit par une bougie sur une surface placée à un mètre : on l'appelle aussi « bougie-mètre ».

ses, et même à toute époque grâce à des méthodes appropriées, des Protubérances ou sortes d'éruptions formées surtout d'hydrogène et de vapeurs métalliques. Enfin le Soleil apparaît environné, lors des éclipses, d'une auréole ou atmosphère très étendue, accompagnée de panaches, qui est la Couronne et qu'on n'a pu encore observer en temps normal. L'étude des Protubérances et de la Couronne suivra celle du spectre solaire.

2. Moyens d'observation de la surface solaire. — Il est naturellement impossible d'examiner le Soleil directement : plusieurs astronomes (l'un d'eux vit encore) ont perdu un

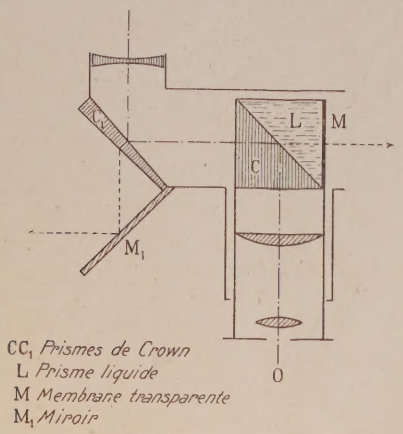


Fig. 38. — Oculaire Colzi pour l'observation du Soleil.

œil à la suite d'imprudences de ce genre. Le procédé le plus simple, sinon le plus pratique, consiste à enlever l'oculaire de la lunette dont on se sert et à placer un écran blanc dans le plan focal : on étudie alors l'image, agrandie si l'on veut, par réflexion. — On a proposé aussi d'argenter très légèrement la face antérieure de l'objectif : ce système est excellent; mais il rend la lunette impropre à d'autres usages. — En général on emploie des oculaires spéciaux. On peut se contenter d'interposer entre l'œil et l'oculaire un verre

neutre teinté. On peut aussi employer un oculaire polarisant, muni d'un système de deux nicols facile à imaginer.

L'appareil le meilleur et le plus commode, croyons-nous, est l'oculaire Colzi (1) (fig. 38). La lumière incidente tombe à 45° sur un prisme très aigu qui en supprime une bonne part en la réfractant et en la renvoyant de côté sur un miroir M_1. La lumière restante tombe alors sur un prisme à réflexion, en crown, dont la face hypoténuse est en contact avec un liquide d'indice très voisin du sien, de sorte qu'une grande partie de la lumière est encore éliminée : elle pénètre dans le liquide, traverse normalement la membrane transparente M et s'échappe à l'extérieur. Après toutes ces pertes, l'affaiblissement est suffisant pour qu'on puisse sans danger se servir de l'oculaire habituel. — Un des grands avantages de l'appareil, c'est que les teintes ne sont pas altérées.

Mais la photographie l'emporte aujourd'hui sur l'observation visuelle et la plupart des Observatoires l'ont adoptée, à la suite surtout des magnifiques clichés de Janssen, sur plaques au collodion supprimant le grain de l'émulsion et partant très susceptibles d'agrandissement. Les poses doivent être, cela va sans dire, très courtes. A Meudon, où l'on fait tous les jours, depuis plus de 40 ans, plusieurs clichés du Soleil, on se sert d'un obturateur à volet percé d'une fente qu'on fait glisser automatiquement devant la plaque et qui réduit la pose effective à une durée comprise entre 1/200e et 1/3.000e de seconde.

3. Aspect de la Surface. — Quand on regarde la surface brillante du Soleil, qu'on nomme encore pour cette raison la *photosphère*, avec un grossissement suffisant, elle apparaît grenue : on ne peut mieux la comparer qu'à une couche de riz étendue sur une table. Des granulations, les « grains de riz », appelés quelquefois aussi les « feuilles de saule » (Pl. IV), s'enchevêtrent en tous sens. — Les dimensions de ces objets varient entre 670 et 2.000 kilomètres ; ils se déplacent

(1) E. Pringsheim, *Physik der Sonne*, 1910, p. 23 (Leipzig, B. G. Teubner).

Tache solaire du 22 juin 1885 (J. Janssen). (Cliché de l'Observatoire de Meudon).

avec des vitesses pouvant atteindre 40 km./sec., mais changent si vite de forme qu'à 2 minutes d'intervalle, il n'est plus possible de les suivre. Il semble que ce soient les extrémités de longs filaments pénétrant à l'intérieur du Soleil.

L'étude photographique de ces formations a été faite en détail par A. Hansky (1) en 1906, puis par le P. S. Chevalier (2) en 1908. Elle a permis d'élucider un phénomène qui avait beaucoup intrigué les auteurs des premiers clichés du Soleil et notamment Janssen. Quand on photographie la surface, on aperçoit souvent, recouvrant tout le système des grains de riz, un entrecroisement de traînées moins nettes que le reste, sorte de vague lacis à mailles très larges : c'est le « réseau photosphérique ». Janssen l'a cru un moment d'origine solaire : il n'y a là qu'un effet des agitations de notre atmosphère et surtout de l'échauffement de l'air dans le tube de la lunette.

L'éclat de la photosphère va en décroissant régulièrement du centre au bord. Cette circonstance, très reconnaissable sur toutes les photographies du Soleil, l'est aussi sur celles de beaucoup de planètes : elle tient à l'absorption (3) de l'atmosphère de l'astre et rend d'ailleurs assez difficile l'exécution de clichés également nets partout du disque entier.

4. Taches et Facules (4). — Les Taches constituent le caractère le plus frappant de la surface solaire. Soupçonnées dans l'antiquité, décrites par les Chinois dès 1322 et découvertes en Occident au début du XVII^e^ siècle par Galilée lors de l'invention des lunettes, elles se présentent à nous sous des aspects très variés, mais avec certains traits toujours les mêmes (Pl. IV et V).

(1) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 20, 1906 p. 178.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XXVII, 1908, p. 12.

(3) Absorption par diffusion et non absorption sélective (Voir plus loin p. 211).

(4) On consultera pour tout ceci les ouvrages suivants : A. Secchi, *Le Soleil*, 1877 (Paris, Gauthier-Villars); C. A. Young, *Le Soleil*, traduction française, 1883 (Paris, Germer-Baillière).

On distingue dans chaque tache deux régions : 1° à la périphérie, la *pénombre* qui, sur la photosphère brillante, apparaît plus sombre et déchiquetée, avec une structure fibreuse jusqu'à son contour intérieur ; 2° au centre, le *noyau* ou l'ombre qui, par contraste, semble d'un noir profond et dont les bords sont aussi très déchiquetés. — Les taches sont en général environnées de parties plus brillantes que la surface, plus ou moins veinées et auxquelles on donne le nom de Facules.

Les taches semblent tourner autour du Soleil ; nous verrons que c'est la rotation de l'astre entier qui se manifeste ainsi. Elles apparaissent au bord oriental, restent environ 13 jours visibles (1) et disparaissent au bord occidental pour reparaître le plus souvent du côté est 13 jours après. Les facules accompagnent *toujours* les taches ; mais elles ne sont d'ordinaire pas visibles au centre : on ne les voit bien que près du bord, sans doute à cause du moindre éclat de la photosphère au bord. La question de savoir si leur apparition précède ou suit celle des taches a été très discutée : l'opinion de Secchi l'a enfin emporté sur celle de Lockyer et M. Ph. Fox (2) a montré, au moyen du spectrohéliographe, que les facules sont en général les premières à se montrer.

La durée moyenne de visibilité d'une tache est d'environ 2 ou 3 mois ; certaines ne subsistent que quelques jours ; mais on en a vu durer plus d'un an : en 1840-41 une tache est restée visible 18 mois.

Leurs dimensions, très variables, oscillent, pour l'ombre, de 800 à 80.000 kilomètres de diamètre ; la pénombre peut atteindre 200.000 kilomètres ; c'est à partir de 40.000 kilomètres (soit 3 fois le diamètre de la Terre) qu'une tache commence à être visible à l'œil nu, au lever ou au coucher du Soleil bien entendu. Bien qu'il puisse y avoir, on le voit, de très grandes taches, la surface totale de toutes celles observables à la fois n'est jamais considérable : elle ne dépasse pas le 500e de la surface du disque.

(1) C'est la durée qui correspond à la demi-période *synodique* moyenne de la rotation solaire.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XXVIII, 1908, p. 117.

La forme des taches solaires est capricieuse : si l'on en voit fréquemment d'à peu près circulaires, elles sont plus généralement fort irrégulières et souvent (dans 60 0/0 des cas) multiples : un groupe de taches occupe toute une région, une tache principale s'entourant de plusieurs petites (Pl. IV). L'aspect des filaments de la pénombre révèle parfois des mouvements tourbillonnaires, mais bien moins qu'on n'a coutume de le dire (1) — dans 2 ou 3 0/0 des cas peut-être, d'après Carrington et Secchi.

Les taches apparaissent progressivement : on aperçoit sur la surface un tout petit point noir entre les grains de riz ; le point noir va en augmentant et la pénombre ne vient qu'ensuite (2). Les mesures précises prouvent que l'ombre des taches n'est pas aussi noire qu'on le croirait : sa couleur est plutôt pourpre foncé, comme le passage de Mercure de 1878 l'a montré par comparaison. Quant à l'intensité de la lumière du noyau, elle est de l'ordre du 1/10e de la lumière photosphérique, donc supérieure à celle de la lumière de Drummond et comparable à celle d'un puissant arc électrique. La chaleur rayonnée est plus forte en proportion : S. P. Langley (3) l'a évaluée pour l'ombre à la moitié, pour la pénombre aux deux tiers du rayonnement photosphérique : tels sont du moins les résultats des observations faites au bolomètre.

5. Mouvements observés dans les taches. — L'aspect des taches change constamment, parfois d'une heure à l'autre. Elles se partagent même fréquemment en deux ou plusieurs plus petites : il se forme alors, au milieu, des sortes de ponts

(1) Faye, ayant proposé autrefois une théorie cyclonique des taches, longtemps fort accréditée (voir p. 200), a beaucoup contribué à entretenir cette opinion que les faits ne justifient guère.

(2) Ce point noir est précédé, avant même que la tache soit visible, de l'apparition du champ magnétique qui accompagne toujours les taches (voir plus loin p. 279).

(3) *Monthly Notices*, t. XXXVII, 1876, p. 5. — W. E. Wilson (*The Observatory*, t. XVI, 1893, p. 320) et M. E. B. Frost (*Astronomische Nachrichten*, t. 130, 1892, n° 3105, p. 129) ont repris ces observations : ils ont trouvé des résultats assez différents, mais du même ordre.

lumineux (Pl. V) que les filaments de la pénombre avoisinante et la matière photosphérique semblent jeter sur le noyau. En pareil cas, les deux parties de la tache ainsi segmentée s'éloignent en général bientôt l'un de l'autre : avec des vitesses de l'ordre de 100 ou 150 mètres par seconde. —On constate aussi ce fait très frappant, que les taches qui sont le siège d'une transformation sautent d'ordinaire *en avant*, dans le sens de la rotation solaire.

Parfois un voile rose semble s'étendre sur l'ombre. Parfois encore des points brillants ou des éruptions y surgissent tout à coup. Un phénomène de cette nature, extrêmement remarquable, fut observé, indépendamment, par les deux astronomes anglais Carrington et Hodgson, le 1er septembre 1859. Deux objets brillants allongés, de 12.000 à 13.000 kilomètres de long et de 3.500 kilomètres de large environ chacun, séparés par 20.000 kilomètres, apparurent subitement au bord d'une grande tache, en se déplaçant vers l'est durant 5 minutes, avec une vitesse de 200 km./sec. pour disparaître ensuite complètement : ils étaient 5 ou 6 fois plus brillants que la photosphère (1). Cet exemple, dont nous reparlerons, est célèbre ; mais on en cite d'analogues.

6. Les taches et les facules sont-elles en creux ou en relief ? — Une observation faite pour la première fois en 1769 par A. Wilson et renouvelée souvent depuis semble montrer que les taches sont des dépressions. Quand une tache est au centre du disque, les contours du noyau et de la pénombre apparaissent sensiblement concentriques ; quand la même tache est vue au bord du disque, le noyau et la pénombre sont légèrement décentrés, comme si elle avait la forme d'un entonnoir (fig. 39) dont on peut évaluer grossièrement la pro-

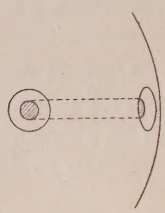
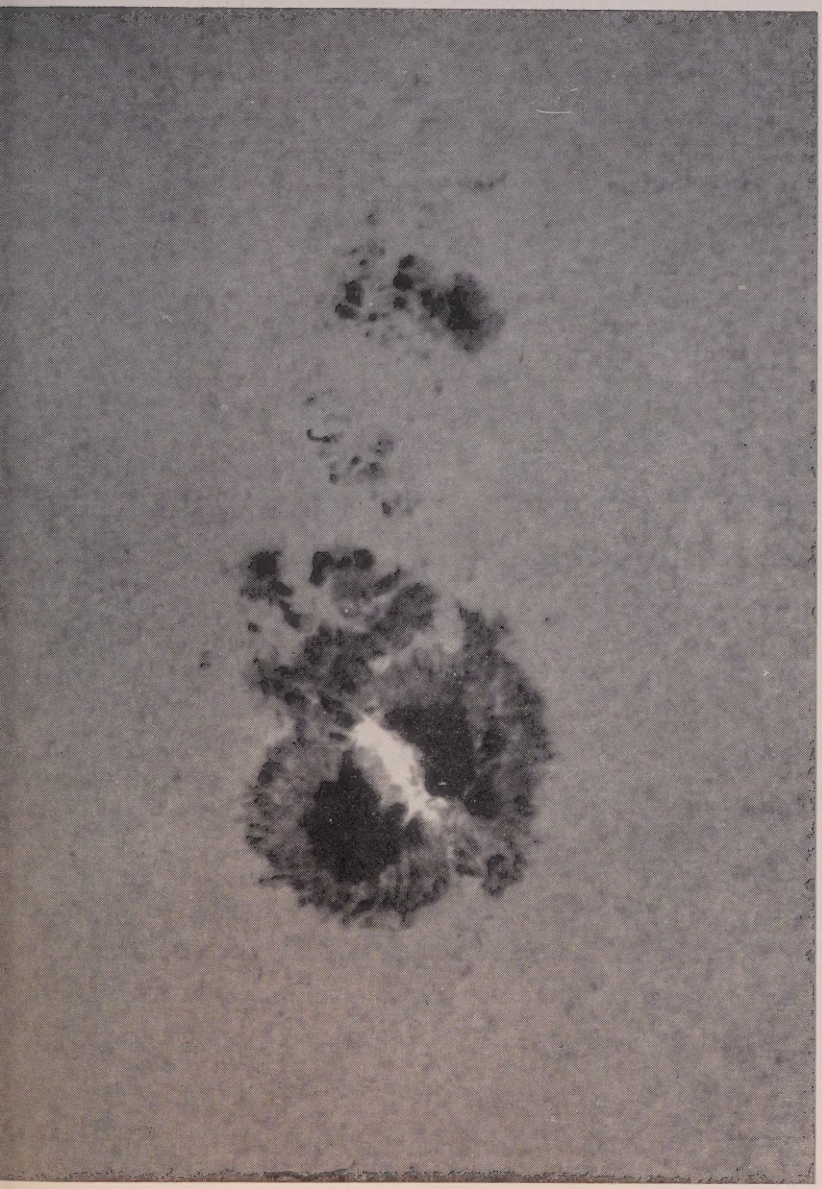


Fig. 39.

(1) *Monthly Notices*, t. XX, 1860, pp. 13 et 15. L'apparition du phénomène fut accompagnée d'un mouvement brusque de l'aiguille aimantée : trois jours avant et trois jours après, tout un cortège d'orages magnétiques et d'aurores boréales fut signalé dans le monde entier (v. p. 266).



Tache solaire avec pont lumineux de juillet 1905 (Ph. Fox).
(Cliché de l'Observatoire Yerkes).

fondeur : on trouve parfois des chiffres de l'ordre de 3.000 kilomètres, quoique le plus souvent inférieurs à 750 kilomètres.

Des doutes s'élevèrent dans la suite sur la constance de ces apparences. Warren de la Rue (1) examina au stéréoscope des taches photographiées à 26 minutes d'intervalle : sur 694 taches, 78 0/0 parurent en creux et 22 0/0 de niveau avec la photosphère. Les statistiques de Balfour Stewart et de Benjamin Lœwy ont abouti à des conclusions semblables et aussi celle plus récente du P. Chevalier (2) qui a trouvé 88 0/0 de taches en creux. Pourtant M. G. E. Hale (3) a estimé plus probable la possibilité de dépressions au milieu de saillies et il faut mentionner les études stéréoscopiques de E. Stephani (4) (1907) qui ont paru révéler que, dans un même groupe, il pouvait y avoir des taches en relief et d'autres en creux. Mais le stéréoscope est un instrument un peu subjectif, partant sujet à caution et, bien que la question ne soit pas encore entièrement élucidée, il y a de grandes chances pour que l'observation de Wilson soit exacte dans la majorité des cas.

Quant aux facules, l'incertitude est à leur égard moins grande et les spécialistes s'accordent en général à les regarder comme des saillies caractérisées de la photosphère.

7. Répartition des taches sur la surface. — Les taches du Soleil n'apparaissent pas également à toutes les latitudes : rares à l'équateur, très rares passé 45°, on n'en observe pour ainsi dire jamais au delà de 50° : celle, petite d'ailleurs, photographiée au Cap le 26 décembre 1915 à la latitude — 59°,6, peut être regardée comme tout à fait exceptionnelle (5). Les taches semblent en somme confinées dans deux

(1) *Researches in Solar Physics*, part. I, p. 20. — Et : *Report of the British Association for the Advancement of Science*, t. I, 1859, p. 152.

(2) *Annales de l'Observatoire de Zô-Sè*, t. XI, 1916, B. 10.

(3) *Astrophysical Journal*, t. VI, 1897, p. 366.

(4) *Verhandlungen der Gesellschaft der Naturforscher und Aertzte*, 1906, II_1, p. 36 et 1907 II_1, p. 13.

(5) Bien qu'on en ait noté d'encore plus petites à — 63° — 65° et — 72° (*Monthly Notices*, t. LXXVII, 1916, p. 621).

zones privilégiées appelées « zones royales », de latitude moyenne approximative égale à ± 15°. C'est ce dont on s'assure aisément sur les courbes ci-contre (fig. 40) qui représentent les nombres de taches observés, par latitudes, d'après les statistiques de Carrington (1) (1.386 taches de 1853 à 1861) et de Spörer (2) (1.053 taches de 1861 à 1867). On voit que les deux séries d'observations concordent dans l'ensemble : il y a cependant des divergences de détail très marquées, notamment dans l'hémisphère austral où une forte anomalie des résultats de Carrington ne se retrouve pas dans ceux de Spörer. — L'hémisphère austral était consi-

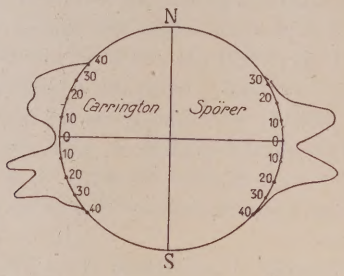


Fig. 40. — Répartition des taches solaires en latitude.

déré autrefois comme plus actif : les recherches plus modernes ont montré qu'il n'y avait là qu'une prépondérance accidentelle.

Mrs. Maunder (3) a attiré en 1907 l'attention sur un point assez énigmatique. Les observations de Greenwich de 1889 à 1901 révélaient, en ce qui concerne la fréquence des taches, une prédominance de l'hémisphère solaire oriental sur l'hémisphère occidental. Ceci semblait suggérer une influence des positions respectives de la Terre et du Soleil, influence

(1) R. C. Carrington, *Observations of Spots on the Sun* (1853-61) *at Redhill* (Londres, 1863).

(2) G. Spörer, *Beobachtungen der Sonnenflecken zu Anclam* (Leipzig, 1874) et aussi : *Publikationen des Astrophysikalichen Observatoriums zu Potsdam*, t. X, 1895.

(3) *Monthly Notices*, t. LXVII, 1907, p. 451.

tout à fait invraisemblable vu la distance des deux astres M. Th. Epstein (1) et le P. Chevalier ont, indépendamment, examiné les statistiques avec le plus grand soin et tous deux en ont conclu que le fait signalé n'avait probablement pas de réalité objective : les observations du P. Chevalier (2) à Zô-Sè (Chine) ne montrent en particulier aucune dissymétrie.

8. Loi de la rotation solaire. — L'étude assidue des taches met en évidence cette circonstance curieuse que la rotation solaire qu'elles décèlent ne s'effectue pas avec la même vitesse *angulaire* à toutes les latitudes : les taches des hautes latitudes mettent plus longtemps à faire un tour complet. Ainsi le Soleil ne tourne pas comme un corps solide ; mais les régions équatoriales possèdent, par rapport à l'ensemble, une accélération marquée. C'est la loi découverte par Carrington (3) : on a souvent cherché (4) à la représenter par des formules empiriques dont la plus connue est celle de Faye (5). En appelant ξ le moyen mouvement diurne des taches de latitude φ, cette formule s'écrit :

$$\xi = 14°22' - 3°6' \sin^2 \varphi$$

Les facules suivent une loi analogue ; seulement on en trouve à toutes les latitudes. La formule précédente leur est également applicable.

L'étude des taches permet de déterminer l'axe de rotation du Soleil. Carrington avait trouvé autrefois, pour l'inclinaison de cet axe sur l'écliptique de 1869, 7°15′ et pour la longitude du nœud ascendant du plan de l'équateur solaire, 73°57′. M. Th. Epstein (6) a repris ces mesures en 1917 et a obtenu, pour le premier nombre, 7°16′,3 et pour le second,

(1) *Mitteilungen der Vereinigung v. Freunden d. Astronomie,* t. XXIV, 1914, p. 42.

(2) *Annales de l'Observatoire de Zô-Sè,* t. XI, 1916.

(3) *Loc. cit.*, p. 221.

(4) Spörer, Zöllner, Tisserand entre autres. Nous n'insistons pas : ces formules n'ont qu'une précision très limitée.

(5) *Comptes Rendus,* t. 60, 1865, p. 147.

(6) *Astronomische Nachrichten,* t. 204, 1917, n° 4892, p. 351.

73°59′,2 (équinoxe 1901,0). La Terre passe aux nœuds de l'équateur solaire vers le 4 juin et le 6 décembre, qui sont les dates où la longitude géocentrique du Soleil est, à 180° près, égale à 74° environ : les taches paraissent alors décrire sur le disque des segments de droite.

Tous ces chiffres présentent un peu d'incertitude en raison de ce que les taches ne sont pas fixes sur la surface solaire, mais animées des mouvements irréguliers dont nous avons déjà parlé. En longitude, ces mouvements consistent surtout en accélérations et en sauts brusques *en avant* (1), principalement lors des segmentations En latitude, il semble y avoir chez les taches de forte latitude ($> 20^0$) une tendance à aller vers les pôles ; celles de latitude moyenne (de 10 à 20° environ) tendent au contraire à se rapprocher de l'équateur. Les vitesses de ces déplacements, très capricieux d'ailleurs, sont de l'ordre de 50 ou 100 m./sec.

9. Méthode spectroscopique. — L'observation directe ne nous permet guère de bien étudier la rotation solaire que dans les zones où il y a des taches : le spectroscope nous en fournit le moyen (2) à toutes les latitudes. En pointant successivement un point du bord est et du bord ouest, puis en prenant côte à côte, sur la même plaque, deux photographies du spectre, on constate, en vertu du principe de Doppler-Fizeau, un décalage des raies qui se correspondent : ce décalage permet d'évaluer, en kilomètres par seconde, la vitesse de rotation à la latitude considérée, et cela tout à fait indépendamment de ce que nous apprendraient les taches. On en déduit la période de rotation relative à chaque latitude.

Cette méthode, appliquée par N. C. Dunér (3) à Lund dès 1887, a été reprise depuis par de nombreux savants, notamment par M. W. S. Adams (4) au Mont Wilson en 1907-1911 et

(1) Secchi, *Le Soleil* (déjà cité), t. I, pp. 98 et 141.

(2) Pour tout ce paragraphe, se reporter : 1re Partie, Chapitre V, § 4.

(3) Recherches sur la Rotation du Soleil. Mémoire présenté en 1891 à la Société Royale des Sciences d'Upsal, repris en 1906 (*Nova Acta Regiæ Societatis Scientiarum Upsaliensis*, série IV, vol. I, 1906, n° 6).

(4) *Astrophysical Journal*, t. XXVI, 1907, p. 203; t. XXIX, 1909, p. 110 et *Carnegie Institution of Washington*, Publ. n° 138, 1911.

par M. J. B. Hubrecht (1) à Cambridge en 1915. Elle permet d'aller jusqu'à 80° de latitude et donne des résultats voisins de ceux obtenus directement. Voici, à titre d'information, un tableau résumant l'ensemble des observations visuelles et spectroscopiques (les nombres inscrits représentent en jours les périodes sidérales de rotation) :

Latitude	Flocculi du Ca (Voir p. 169)	Facules	Taches	Méth. spectrosc. (couche renv).
0°	24,9	24,8	25,0	25,2
5	24,9	24,8	25,1	25,2
10	25,0	24,9	25,2	25,4
15	25,1	25,1	25,0	25,6
20	25,3	25,3	25,6	26,0
25	25,6	25,6	26,4	26,4
30	25,9	25,9	26,3	26,9
35	26,2	26,3	26,8	27,5
40	26,6	26,7	27,2	28,2
50				29,7
60				31,3
70				32,7
80				33,7

On voit que la loi de Carrington reste valable au delà de la région des taches. Les diverses raies spectrales ne donnent, il est vrai, pas toutes les mêmes vitesses, ce qui peut s'expliquer par la hauteur différente des couches où elles prennent naissance. Mais les résultats de ces dernières années manifestent souvent un accord des plus remarquables : c'est ainsi que les mesures du Mont Wilson en 1906,4 ; 1907,0 ; 1908,5, parfaitement concordantes entre elles, coïncident en outre, à 1 0/0 près, pour toutes les latitudes, avec celles faites vers le même temps à Edinburgh par M. J. Halm (2).

Deux points surtout méritent, dans ces recherches, d'être

(1) *Annals of the Solar Physics Observatory of Cambridge (England)*, vol. III, part. I, 1915 (Cambridge University Press).

(2) *Monthly Notices*, t. LXXXII, 1922, p. 479. — Voir aussi : S. A. MITCHELL, *Eclipses of the Sun*, 1923, p. 258 (New-York, Columbia, University Press).

signalés (1). L'Hydrogène présente, par rapport à la couche renversante, un retard de 0,11 km. par seconde, pour une vitesse équatoriale de l'ordre de 2 km./sec.. retard dû sans doute à la grande extension de ce gaz au-dessus de la photosphère. Il semble bien, de plus, que le Soleil tourne plus vite aux époques où les taches sont nombreuses que les années où elles sont rares : l'écart est faible (0,05 km. par seconde) ; mais, tout en appelant de nouvelles observations (2), il est assez net pour rendre peu probable une série d'erreurs systématiques.

De ce qui précède, il résulte en tout cas que la façon dont s'effectue la rotation solaire exclut, à elle seule, l'idée d'un corps solide : nous verrons d'ailleurs bientôt que le Soleil est, pour d'autres raisons, très vraisemblablement gazeux (3).

10. La période undécennale des taches. — Les taches solaires ne sont pas toujours également fréquentes ; certaines époques sont plus favorisées que d'autres et le cycle se reproduit à peu près tous les 11 ans. Telle est la découverte capitale qui, vaguement soupçonnée au XVIII^e^ siècle, vint récompenser en 1843 la patience d'un amateur allemand, Schwabe (4). Elle fut du reste bientôt confirmée par Carrington.

Cette statistique est assez difficile à faire convenablement. Toutes les taches ne sauraient y être traitées sur le même pied. On représente d'ordinaire leur degré de fréquence au moyen des « nombres relatifs de Wolf », du nom de l'astronome de Zürich qui a continué les dénombrements de Schwabe. La formation de ces nombres est passablement arbitraire ; mais leur emploi donne d'excellents résultats. On les définit par la formule :

$$r = K(f + 10g)$$

où r est le « nombre relatif », g le nombre de groupes de

(1) H. F. Newall, *Monthly Notices*, t. LXXXII, 1921, p. 101. Et aussi : Halm et Mitchell, *loc. cit.*

(2) Il faudrait voir, notamment, si le phénomène persiste durant les cycles solaires suivants (Voir plus loin § 10).

(3) Voir p. 140.

(4) *Annalen der Physik*, t. LXXXIV, 1851, p. 580.

taches et des taches isolées qui apparaissent chaque mois, f le nombre total des taches de ces groupes et K un coefficient destiné à tenir compte de ce qu'on voit naturellement plus de taches avec un grand instrument qu'avec un petit : K, pris égal à 1 pour une lunette de 3 pouces, est, pour les autres, inversement proportionnel au diamètre de l'objectif employé (1).

On arrive de cette manière, mois par mois, à la courbe de la page 264 (fig. 82) : la netteté du phénomène y ressort clairement. La période est, on le voit, irrégulière : 11, 12 années en moyenne ; mais elle peut varier de 2 ans. Les études historiques et critiques de R. Wolf (2) ont permis de prolonger la loi, avec moins de certitude bien entendu, durant les époques antérieures aux premiers relevés de Schwabe (1826).

La courbe undécennale n'est pas symétrique : la croissance est plus rapide que la décroissance (3). Il s'écoule en moyenne 4 ans 1/2 du minimum au maximum et 6,6 du maximum au minimum suivant.

Il est extrêmement remarquable que la même période se retrouve à peu près dans toutes les vicissitudes (4) solaires, dans la fréquence des facules ainsi que des protubérances, dans les formes et le spectre de la Couronne. Elle se retrouve également, ce qui est plus étonnant encore, dans les variations, aussi bien régulières que brusques et inopinées, du Magnétisme Terrestre. La fréquence et l'extension des Aurores Boréales obéissent encore à la même loi. Enfin d'autres phénomènes paraissent aussi s'y conformer : les fluctuations d'éclat de la Comète d'Encke, les changements de couleur de Jupiter, etc.

(1) Warren de la Rue et Balfour Stewart ont montré que les nombres de Wolf étaient sensiblement proportionnels à l'aire totale de la surface tachée.

(2) Mittheilungen über die Sonnenflecken, *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich*, passim. Voir aussi : *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, t. XLIII, 1877, p. 199.

(3) On rapproche parfois ceci de l'allure des courbes photométriques des étoiles variables du type de δ Cephei (v. p. 595). Seulement pour ces étoiles le phénomène est inverse : les taches doivent logiquement diminuer l'éclat du Soleil et non l'augmenter (voir pourtant p. 227).

(4) Se reporter à l'Index placé à la fin du volume.

On s'est souvent demandé s'il en est de même des températures terrestres : l'opinion générale est qu'il fait plus chaud les années où les taches sont nombreuses. Il semble bien que le contraire soit vrai. Il ne peut s'agir ici, évidemment que de la température moyenne du Globe, puisque d'un pays à l'autre, pour une année donnée, les conditions varient beaucoup : or les recherches de divers savants s'accordent à montrer qu'aux époques de maxima des taches (1) la température moyenne est *plus basse* que lors des minima, de quelques dixièmes de degré (0°,7 environ). Assurément l'écart est faible : son signe ne paraît pourtant pas douteux (2).

Bien d'autres phénomènes terrestres ont été rapprochés des taches solaires : les tremblements de terre, les crues du Nil, les pluies, l'abondance des récoltes, etc. : de telles connexions ne sont pas impossibles sinon toujours vraisemblables ; autre chose est de les prouver.

11. Loi de Spörer. — La répartition des taches sur la surface solaire est liée à la période undécennale d'une façon singulière, découverte par G. Spörer (3) vers 1867 et encore inexpliquée. Quand les taches deviennent rares, elles semblent se confiner de plus en plus dans les régions équatoriales et un peu avant le minimum il n'y en a plus que là. Lorsqu'ensuite un nouveau cycle commence, les taches redeviennent nombreuses, mais c'est dans les hautes latitudes qu'elles reparaissent d'abord et, à mesure que les années s'écoulent, elles descendent de plus en plus bas vers l'équateur. — Il y a ainsi une discontinuité très nette entre les taches d'un cycle et celles du suivant.

La manière la plus frappante de représenter les choses

(1) Où la « constante solaire » est cependant plus forte (v. p. 227). — Mais d'autres facteurs (nébulosité, etc.) interviennent aussi.

(2) Voir par exemple : Köppen, *Zeitschrift fur Meteorologie* (Vienne), t. VIII, 1873 ; Ch. Nordmann, *Thèse, Paris*, 1905 ; Abbot et Fowle, *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, t. II, 1908, p. 99 ; Mitchell, *Eclipses of the Sun* (déjà cité), p. 123. — Et aussi : C. G Abbot, *The Earth and the Stars*, Londres, 1926, Chapman et Hall, p. 113.

(3) *Astronomische Nachrichten*, t. 96, 1880, n° 2302, p. 343.

est la figure suivante (fig. 41), due à M. E. W. Maunder (1). On y a reproduit en abscisses les années, en ordonnées les latitudes solaires et chaque tache y a été figurée par un petit trait vertical correspondant à sa superficie.

L'importance de la loi de Spörer saute aux yeux. Selon toute probabilité, son interprétation exacte nous en apprendrait long sur la véritable origine des taches solaires....

12. Tentatives pour élucider les circonstances de production des taches. — On s'est parfois demandé si les taches ont tendance à se reproduire aux mêmes endroits du Soleil. La question ainsi posée demande à être précisée. Qu'appelle-t-on « le même endroit » puisque sur le Soleil rien n'est fixe? Le seul moyen de définir un emplacement consiste à profiter de ce qu'on connaît approximativement, pour les diverses latitudes, la période de rotation; on repère alors une tache et on voit s'il s'en reproduit plus tard une autre à l'endroit noté, dont on a calculé d'avance les époques de retour au méridien de la première observation. — Si certaines régions du Soleil étaient effectivement privilégiées, on pourrait songer pour les taches à une cause intérieure à l'astre (2), plus ou moins analogue à celles de nos volcans.

Des recherches ont été entreprises dans cette voie par Kr. Birkeland (3) en 1900 et par M. E. W. Maunder en 1922 (4). Des diagrammes figuraient en projection Mercator la surface du Soleil et les différentes taches observées y étaient marquées. Les résultats, bien que diversement interprétés, ont été, il faut le dire, passablement décourageants : quand on tient compte des incertitudes inhérentes à un pareil travail, on ne constate rien qui ressemble à une tendance quelconque; les taches paraissent se reproduire au hasard, sans préférence aucune pour les endroits qui en ont vu naître auparavant.

(1) *Monthly Notices*, t. LXIV, 1904, p. 747 et t. LXXXII, 1922, p. 534.
(2) Cause qui, ne l'oublions pas, resterait à préciser.
(3) *Rapports présentés au Congrès de Physique de 1900*, t. III, p. 471 (Paris, Gauthier-Villars).
(4) *Monthly Notices*, t. LXXXII, 1922, p. 540.

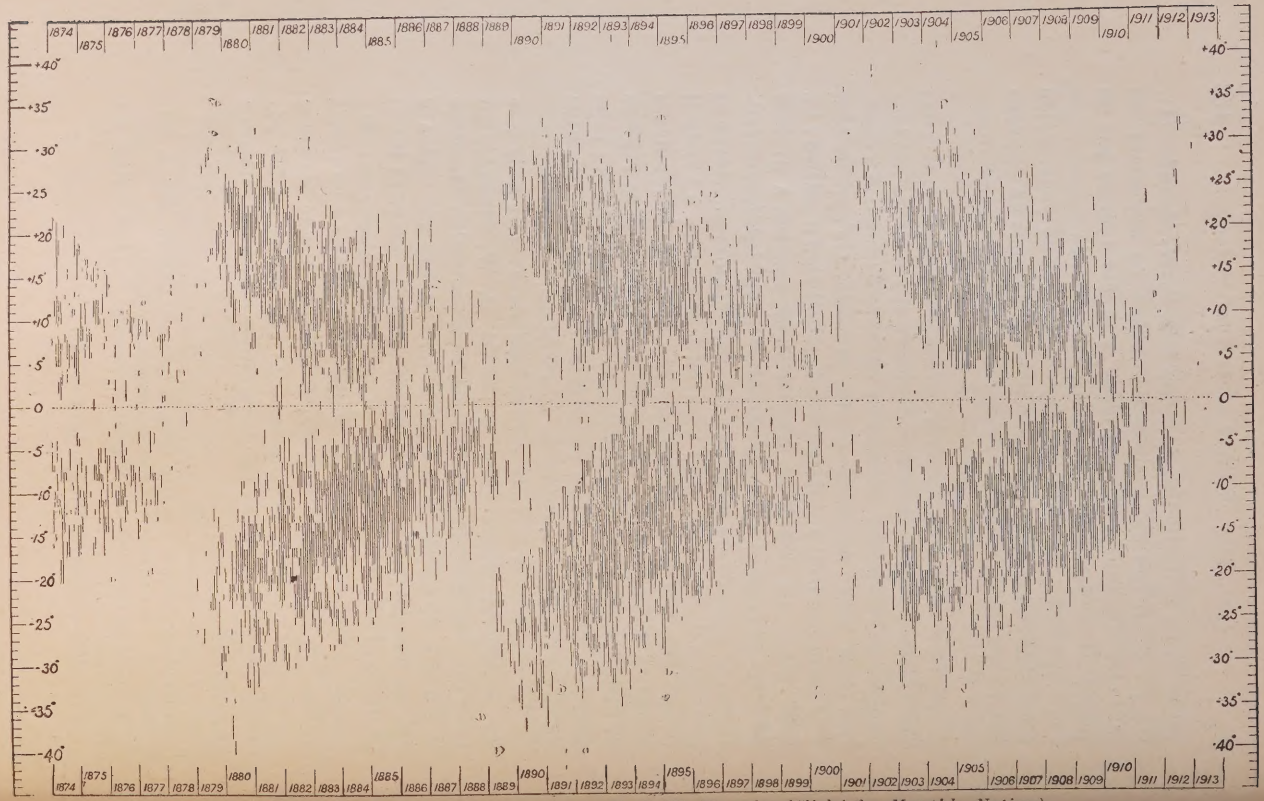


Fig. 41. — Loi de Spörer. Diagramme de M. E. W. Maunder (Cliché des *Monthly Notices*).

On a cherché aussi si les planètes avaient une influence. Warren de la Rue, Balfour Stewart et B. Lœwy (1) puis Sir A. Schuster (2), M. F. Stratton (3) et d'autres encore ont étudié cette possibilité en notant les conjonctions planétaires. Là encore, aucune conclusion nette n'a pu être obtenue. D'ailleurs on ne peut songer à des effets de marées : les planètes les plus en mesure d'agir sont Jupiter et Vénus ; les marées qu'elles provoqueraient sur le Soleil seraient quelque chose comme 1.000 fois moindres que celles que le Soleil occasionne sur la Terre. Or, à l'équateur, la marée solaire est de 33 centimètres ; l'effet invoqué serait donc de 0,3 mm. c'est-à-dire insignifiant ; il ne saurait en outre se manifester brusquement ni localement. Des actions électriques ne seraient pas plus efficaces... En tout cas on n'a rien constaté de positif jusqu'à présent.

13. Causes possibles des taches. — L'idée a été émise que l'accélération équatoriale tenait sans doute à la cause même des taches. Plusieurs savants éminents, Sir John Herschel (4), Benjamin Peirce (5), Sir N. Lockyer (6) entre autres ont pensé que celles-ci pouvaient être dues à des chutes de météores dans le Soleil. Ces petits corps, circulant autour de lui dans son plan équatorial et en sens direct, heurteraient obliquement la surface et le choc lui imprimerait chaque fois une accélération. Nous aurions affaire à un phénomène de la nature des chutes de bolides ou d'étoiles filantes sur la Terre. On pourrait songer à des essaims dont l'aphélie — pour expliquer la durée de la période undécennale — serait voisin de l'orbite de Saturne. Cette suggestion a été reprise dernièrement par M. H. H. Turner (7) qui a estimé que

(1) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. XX, 1872, p. 210.
(2) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. LXXXV A, 1911, p. 309.
(3) *Monthly Notices*, t. LXXII, 1911, p. 9.
(4) *Quarterly Journal of Science*, t. I, 1864, p. 219. Et aussi *Monthly Notices*, t. XXV, 1865, p. 152.
(5) Young. *Le Soleil*, trad. française, 1883 (Paris, Germer-Baillière), p. 120.
(6) *Chemistry of the Sun*, Londres, 1887 (Macmillan).
(7) *Monthly Notices*, t. LXXIV, 1913, p. 82. Voir là-dessus : Sampson, même recueil, t. LXXV, 1914, p. 82.

l'essaim bien connu des Léonides pouvait jouer ici un rôle, sans qu'il faille nécessairement invoquer celui-là.

L'hypothèse mérite dans son ensemble d'être examinée avec attention et elle semble gagner du terrain : on lui objecte généralement — peut-être à tort — que les taches ne devraient pas être aussi grandes, ni durer aussi longtemps ; leur distribution en deux zones royales et surtout la loi de Spörer resteraient également bien énigmatiques...

Aussi la plupart des spécialistes considèrent-ils *actuellement* comme plus probable que les taches soient provoquées par des causes intérieures au Soleil, que l'on se garde bien d'ailleurs de trop préciser.

CHAPITRE II

LE SPECTRE SOLAIRE

1. Généralités et moyens d'étude. — Jusqu'ici nous n'avons parlé que de ce qu'on voit dans le Soleil avec les lunettes : passons maintenant à ce que nous apprend le Spectroscope.

On étudiait surtout autrefois le spectre solaire au moyen d'appareils formés de plusieurs prismes très dispersifs ou même parfois de prismes liquides. Les prismes laissent perdre relativement peu de lumière, avantage qui n'a pas avec le Soleil un très grand intérêt ; par contre ils ont l'inconvénient d'altérer l'échelle des longueurs d'onde, de sorte qu'on leur préfère presque toujours aujourd'hui les réseaux, pour lesquels la déviation des rayons est rigoureusement proportionnelle à la longueur d'onde et qui donnent par suite directement le spectre « normal ».

On emploie aussi avec succès des réseaux tracés sur un miroir concave, qui donnent des images réelles de la fente, sans interposition d'aucune autre pièce optique, lentille ou objectif, ce qui permet de pousser plus loin dans l'ultra-violet l'étude du spectre. L'astigmatisme que présentent les réseaux concaves devient même ici une qualité : d'un point lumineux, ils fournissent un spectre de largeur appréciable, débarrassé de ces stries qu'amènent d'ordinaire les poussières de la fente. C'est grâce à un réseau de ce genre qu'a été obtenu le grand Atlas du Spectre Solaire de Rowland, atlas dont les planches mises bout à bout mesurent 13 m. 247 de long entre le rouge et la fin de l'ultra-violet (de λ 6.953 à λ 2.967) : sur ces épreuves, 20.000 raies sont figurées et les longueurs d'onde en ont été mesurées avec un soin

extrême pour former la Table encore considérée aujourd'hui comme une des bases des recherches solaires (1).

Les progrès de la spectroscopie ont montré le rôle capital que joue la précision des mesures quand il s'agit d'attribuer telle ou telle raie à un élément terrestre déterminé : les premiers chercheurs et notamment Lockyer avaient été bien souvent dupes de coïncidences qui n'étaient qu'approchées. Aussi apporte-t-on maintenant le plus grand soin possible aux déterminations de longueurs d'onde. On a reconnu (2) que celles des Tables de Rowland sont en légère erreur d'une quantité variant de 0,11 à 0,21 Å, suivant l'intensité et la position de la raie considérée — écart qui correspond à une erreur relative de $1/30000^{e}$. Les mesures de MM. A. Perot et Ch. Fabry, basées sur la raie du Cadmium λ 6438,470, et publiées avec 7 chiffres, ont une précision relative de $1/2.000.000^{e}$: telle est à peu de chose près le maximum de ce qu'il est possible d'espérer.

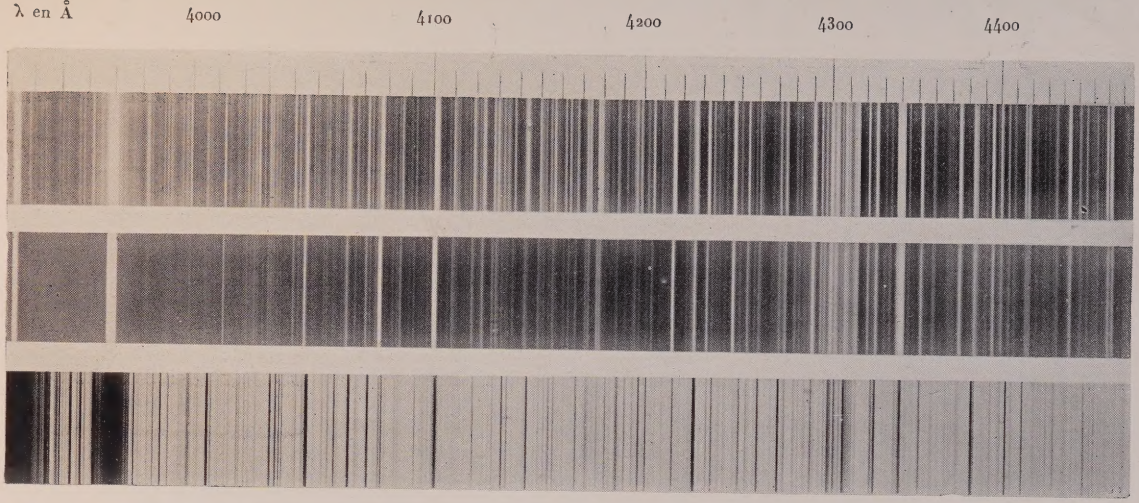
Le spectre du Soleil n'est pas limité à la région visible explorée par Fraunhofer, laquelle ne s'étend guère que de la raie A λ 7594, dans l'extrême rouge, à la raie K λ 3934, dans l'extrême violet. En deçà du rouge, toute une série de radiations échappent à la rétine humaine ; il en est de même au delà du violet : nous étudierons à part ces deux régions infra-rouge et ultra-violette du spectre solaire.

Quant aux radiations visibles, voici la liste des principales, avec leurs longueurs d'onde et leurs désignations dans la notation de Fraunhofer, ainsi que les éléments auxquels elles correspondent :

A	7594,059	O	b_1	5183,792	Mg	
B	6867,461	O	b_2	5172,871	Mg	
C	6563,054	H	$(b_3 b_4)$	5168,366	Mg (gr. de raies)	
D_1	5896,154	Na	F	4861,496	H	
D_2	5890,182	Na	(G)	4307,988	Fe	Id.
(E)	5270,106	Fe (gr. de raies)	H	3968,620	Ca	
			K	3933,809	Ca	

(1) *Astrophysical Journal*, tt. I, II, III (1895-1896).

(2) Voir là-dessus et pour la bibliographie : P. Salet, *Spectroscopie astronomique*, Paris, 1909 (Doin), p. 141.



Spectre de la « couche renversante » du Soleil photographié à l'éclipse du 22 janvier 1898.
(E. H. Hills, Pulgaon, Inde anglaise)

En bas : spectre solaire normal, avec (à gauche) les raies H et K ; en haut : deux spectres de la couche renversante.

(Cliché des *Monthly Notices*).

2. Interprétation des raies solaires. — Nous avons vu (1) que le spectre solaire, longtemps énigmatique, avait reçu dans son ensemble une explication grâce à la loi de Kirchhoff : on y a reconnu les effets de l'absorption d'une couche de gaz relativement froids, entourant une source plus chaude à spectre continu, appelée « photosphère » et qui n'est autre, en apparence du moins, que la surface brillante du Soleil, où se manifestent les taches et les facules.

La preuve de cette interprétation doit pouvoir se faire en plaçant la fente du spectroscope tangentiellement au bord de l'image solaire étudiée, de façon à isoler le spectre de la couche absorbante (fig. 42) : on doit alors voir apparaître brillantes toutes les raies sombres de Fraunhofer. — C'est bien ce que l'on constate (Pl. VI). L'observation est relativement facile pour certaines raies très intenses, dites « chromosphériques » ; elle est moins aisée pour la plupart des autres. Ceci nous montre que, dans l'atmosphère solaire, il faut distinguer en gros deux couches, la *Chromosphère*, dont l'épaisseur s'élève à 10 ou 12″, soit 8 à 12.000 kilomètres et la *Couch Renversante*, beaucoup plus mince semble-t-il, 1″ peut-être, soit 700 ou 1.000 kilomètres ; l'étude de cette dernière n'a longtemps été possible qu'aux éclipses, un peu avant le 2e contact ou après le 3e, pendant les courts instants où la Lune ne laisse subsister du disque solaire qu'un croissant très délié (fig. 60, p. 178). Aujourd'hui cependant, grâce aux puissants instruments modernes qui donnent des images du Soleil atteignant 42 centimètres de diamètre, l'expérience du renversement simultané de *toutes* les raies de Fraunhofer (et non plus seulement des raies chromosphériques) peut s'effectuer en tout temps (2).

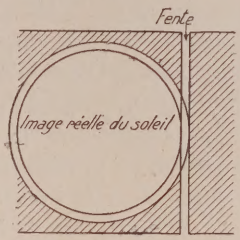


Fig. 42.

(1) P. 37.

(2) G. E. Hale et W. S. Adams, *Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory*, no 41 et W. S. Adams and Miss Burwell, même recueil, no 95.

La couche renversante et la chromosphère ne sont d'ailleurs en réalité, selon toute vraisemblance, pas seules en cause : sinon les raies devraient paraître d'autant plus fortes qu'on les observe plus près du bord du disque : il existe bien un effet de ce genre, mais il est peu accentué. L'absorption se fait sans doute aussi dans toute la masse des couches voisines de la photosphère et situées en dessous d'elle, ce qui revient à dire que l'apparence nettement tranchée du bord du Soleil ne correspond pas à une discontinuité véritable (1).

3. Etat physique du soleil. — La couche renversante et la chromosphère sont certainement gazeuses ; en est-il de même de la photosphère ? D'après les expériences de Kirchhoff, celle-ci devrait être solide ou liquide C'est là cependant une hypothèse insoutenable.

La température du Soleil est en effet, nous le verrons, supérieure à la température critique et, a fortiori, à celle de volatilisation de tous les corps connus.

D'autres raisons de fait s'opposent encore à ce que le Soleil soit solide ou liquide. D'abord sa densité moyenne 1,4 est très faible et, si l'on tient compte des très fortes pressions internes dues à la gravité des couches superposées, ce chiffre est absolument incompatible avec l'état solide ou liquide. — La loi si singulière de la rotation solaire, découverte par Carrington (2), plaide également dans le même sens.

Enfin les bords du disque solaire n'émettent pas de lumière polarisée alors qu'une sphère solide, même rugueuse, en émettrait certainement une proportion notable. Une masse gazeuse incandescente se comporterait au contraire précisément comme le fait la photosphère (3).

Il ne reste plus en somme, en faveur d'un état non gazeux du Soleil, d'autre argument que le fond continu de son spec-

(1) Voir p. 210.

(2) Voir plus haut p. 127.

(3) La lumière *émise* par un gaz incandescent n'est en effet pas polarisée, celle *diffusée* par des molécules gazeuses l'est au contraire (exemple : la lumière bleue du Ciel).

tre. Mais les gaz à pression un peu élevée, 1/2 atmosphère par exemple, donnent des spectres dont les raies s'élargissent à mesure que la pression croît, pour finir, selon toute apparence, par se confondre aux très fortes pressions. — A cela il faut ajouter que des expériences très intéressantes ont été exécutées dans cet ordre d'idées par M. J. A. Anderson (1) qui a réussi récemment à reproduire les principales particularités du spectre solaire, y compris le fond continu : des décharges électriques puissantes sous un très petit volume, c'est-à-dire impliquant une densité très grande de l'énergie — probablement réalisée dans le Soleil — suffisent à amener le résultat cherché.

Tout compte fait, le paradoxe semble définitivement éclairci : l'intérieur du Soleil est sans nul doute entièrement gazeux. — Cette conclusion ne nous laisse cependant guère plus d'espoir de connaître par le spectroscope la composition chimique des régions profondes de l'astre que s'il était solide : ce sont seulement les couches périphériques qui se manifestent ainsi à nous.

4. Eléments présents et absents dans le spectre solaire. — Quand on compare le spectre solaire à ceux, obtenus au laboratoire, de substances terrestres, on constate de nombreuses coïncidences de raies. Mais il est curieux que, même lorsqu'on a identifié assez de raies d'un élément pour ne conserver aucune hésitation sur sa présence dans le Soleil, toutes les raies de cet élément ne s'y retrouvent pas toujours. Cela tient en partie à ce que beaucoup de spectres fort soigneusement étudiés contiennent malgré tout des raies dues à des impuretés. Les spectres varient en outre avec les circonstances de production : Lockyer attribuait autrefois l'anomalie signalée à une dissociation des corps simples, aux très hautes températures, en éléments plus simples encore et les recherches modernes, tout en écartant ce que cette idée peut avoir d'excessif, tendent à la confirmer en principe. Mais il est inutile d'aller chercher si loin : on admet

(1) *Astrophysical Journal*, t. LI, 1920, p. 37.

aujourd'hui que toutes les raies d'un corps ne sont pas données *à la fois* par tous ses atomes : telle raie est émise par un atome, telle autre par un autre. On comprend mieux dès lors que les conditions extérieures puissent influer sur certaines radiations et non sur les autres et l'objection, qui paraissait affecter la base même de l'analyse spectrale, perd ainsi de sa valeur.

L'élément dominant dans le spectre solaire est le Fer qui s'y manifeste par plus de 2.000 raies, sur 20.000 photographiées par Rowland. Classés par ordre, selon le nombre des raies identifiées, les éléments les mieux représentés se rangent de la façon suivante :

Fer, Nickel, Titane, Manganèse, Chrome, Cobalt, Carbone, Vanadium, Zirconium, Cérium, Calcium, Scandium, Néodyme, Lanthane, Ytterbium, Niobium, Molybdène, Palladium, Magnésium, Sodium, Silicium, Hydrogène, Strontium, Baryum, Aluminium.

La présence du Carbone est certaine : il figure dans le spectre solaire par les bandes λ 3883 et λ 5165 : l'importance de cet élément, si abondant dans les Comètes et sur la Terre, ressort d'elle-même.

Parmi les corps simples dont aucune raie ne paraît avoir été observée dans le Soleil figurent :

Antimoine, Arsenic, Bismuth, Bore, Or, Mercure, Phosphore, Soufre, Sélénium, Cæsium, Indium, Thallium, Praséodyme.

La présence de l'Oxygène serait intéressante : elle a été souvent mise en question et semble probable, mais de toute façon la discussion ne porte que sur un très petit nombre de raies.

On a parfois noté que ce sont en général les corps de poids atomique faible qui paraissent présents et ceux de poids atomique élevé qu'aucune radiation ne vient révéler. Ces derniers seraient vraisemblablement confinés aux régions centrales du Soleil, à supposer qu'ils y existent. Toutefois le fait invoqué ici manque lui-même de netteté. L'absence d'un élément dans un spectre ne prouve d'ailleurs pas grand chose. Les Métalloïdes notamment donnent très difficilement

leurs spectres, surtout en présence des métaux : 30 0/0 de Fer dans un arc au Carbone suffisent à y balayer les raies du Carbone et ceci, ajouté au fait bien connu que la sensibilité de l'analyse spectrale varie considérablement d'un élément à un autre, enlève beaucoup de poids aux conclusions négatives.

Aussi peut-on dire en somme que la composition du Soleil ne diffère guère de celle que nos connaissances chimiques et géologiques permettent d'attribuer à la Terre. — A la température du Soleil, notre planète aurait très probablement le même spectre que lui. Cette remarque indiscutable a été bien des fois considérée comme une preuve que le Soleil et la Terre — et sans doute aussi les Planètes — ont une origine commune. Il en est certainement ainsi *en quelque manière*, mais rien n'établit que cette communauté d'origine supposée se traduise nécessairement par une filiation.

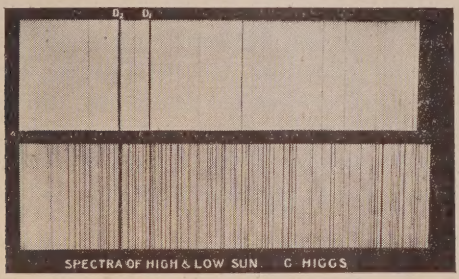


Fig. 43. — Spectre solaire à des hauteurs différentes dans la région des raies D, montrant les raies telluriques (d'après Higgs).

5. Raies telluriques. — Ces raies (ou plutôt ces bandes) dont la découverte remonte à Brewster (1833) sont dues à l'absorption de l'atmosphère terrestre : elles se manifestent en effet avec d'autant plus d'intensité que le Soleil est plus bas sur l'horizon (fig. 43). — Le phénomène n'est cependant pas tout à fait celui qui intervient dans les expériences de Kirchhoff : ici le gaz absorbant est froid et nullement lumineux. L'interprétation ci-dessus méritait donc une confirma-

tion que Janssen (1) lui apporta en 1863 : près de Genève, un feu de bois, allumé à une distance de 20 km., lui permit de retrouver dans son spectroscope les bandes de Brewster.

Il est important de distinguer ces bandes individuellement et à coup sûr, ne serait-ce que pour les séparer des raies d'origine solaire. Un artifice ingénieux a été imaginé à cet effet par A. Cornu (2) : il suffit d'exécuter côte à côte, sur la même plaque, deux spectres du Soleil, émanant de points respectivement situés aux bords Est et Ouest du disque, pour constater que la plupart des raies de Fraunhofer paraissent, du fait de la rotation solaire, décalées d'un spectre à l'autre : seules les raies telluriques, insensibles bien entendu à cette rotation, ne semblent pas déplacées.

Les bandes ou les raies ainsi mises en évidence, dont le nombre s'élève à environ 6.500 (soit 33 0/0 de l'ensemble du spectre) appartiennent en majorité à la Vapeur d'Eau, bien que les plus remarquables soient dues à l'Oxygène. L'Ozone et l'Acide Carbonique donnent naissance à d'autres bandes ; mais il est extrêmement curieux que le reste des constituants atmosphériques, l'*Azote*, l'Argon, l'Hélium, le Krypton et le Néon ne se révèle dans le spectre solaire par aucun signe d'absorption.

Les principales bandes de la *Vapeur d'Eau* sont, dans le spectre visible, avec le système de notation de Fraunhofer :

	a	α	« rain band »	δ	ζ	ι
λλ	7327-7164	6350-6267	6054-5850	5780-5670	5478-5420	5111-4981

L'une d'elles, la « rain band » (dans l'orangé, près des raies D) est très visible ; elle paraît d'ordinaire, ce qui n'a rien d'étonnant, plus intense quand l'air est chargé d'humidité et l'on s'est souvent servi de ce critère pour essayer de prévoir la pluie : malheureusement la règle n'est pas infaillible.

(1) On trouvera la bibliographie des travaux de Janssen sur ce sujet dans : P. Salet, *Spectroscopie astronomique*, p. 245.

(2) *Bulletin Astronomique*, t. I, 1884, pp. 74 et 223.

Les bandes de l'*Oxygène* correspondent aux raies de Fraunhofer :

	A	B	α	α′	α″
λλ	7718-7593	7164-6867	6350-6267	5830-5790	5396-5377

On s'est beaucoup demandé si leur origine est bien uniquement tellurique et si certaines raies de l'Oxygène ne figuraient pas dans le spectre propre du Soleil. La question est intéressante. M. de la Baume Pluvinel (1), au moyen de ballons-sondes, y avait répondu par la négative en ce qui concerne les raies ci-dessus : pourtant de très sérieux indices (triplet λ 7772-75) de la présence de cet élément dans le Soleil ont été observés : mais il y a encore à chercher de ce côté.

L'*Ozone*, qui possède une bande coïncidant pratiquement avec la « rain-band » de la vapeur d'eau, ne manifeste guère autrement son absorption dans le domaine visible ; par contre c'est à lui qu'est dû l'arrêt presque brusque du spectre solaire dans l'ultra-violet (vers λ 297), arrêt qui affecte toutes les étoiles.

Quant à l'*Acide Carbonique*, toutes ses raies sont dans l'infra-rouge : des expériences de laboratoire fort soignées n'ont du moins révélé aucune autre absorption sélective, malgré l'emploi de tubes de 70 mètres de long et de pressions de 18 atmosphères.

6. Spectre ultra-violet. — Au delà de la raie K du calcium, du côté des petites longueurs d'onde, on peut toujours étudier le spectre solaire par la photographie (2), car les rayons ultra-violets impressionnent encore les plaques, bien que la rétine soit insensible à leur action. Mais ils sont d'autant plus absorbés par le verre que leur longueur d'onde est plus

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 128, 1899, p. 269.

(2) Directe ou indirecte, par fluorescence. — Les rayons ultra-violets rendent en effet fluorescentes certaines substances : on peut alors photographier (ou même, au début de l'ultra-violet, *voir*) la lumière secondaire ainsi émise, de longueur d'onde plus grande que les radiations excitatrices. — Pour toute cette question, voir : E. C. C. Baly, *Spectroscopy*, 3e éd., 1924, p. 261 (Londres, Longmans Green). Un procédé de ce genre, très pratique, a été employé par MM. J. Duclaux et P. Jeantet (*Journal de Physique*, 6e série, t. II, 1921, p. 156).

courte et, passé λ 3450, il faut soit se servir de réseaux concaves (sur métal et sans objectifs) soit plutôt n'utiliser que des prismes de quartz ou de spath, avec des objectifs de quartz (ou mieux constitués par une lentille de quartz et une de spath l'achromatisant) (1).

Les premières recherches relatives au spectre solaire ultraviolet ont été faites par E. Mascart, A. Cornu et H. A. Rowland : elles leur ont révélé des raies plus nombreuses et plus serrées que celles de Fraunhofer, qu'ils ont désignées d'une façon analogue. Un certain nombre appartiennent au Fer :

L	M	N	O	Q
λλ 3.821	3.727	3.581	3.441	3.287
r	S	*s*	T	*t*	U
λλ 3.145	3.100	3.048	3.021	2.995	2.948

d'autres à d'autres éléments : la raie P λ 3.361 au Titane, les raies R λ 3.181 et λ 3.179 au Calcium, etc.

Quelle que soit cependant la transparence de l'appareil, le spectre s'arrête assez brusquement vers λ 2.950. Comme beaucoup de corps terrestres, certainement présents dans le Soleil, émettent des radiations plus courtes, cette limitation, que manifestent aussi les spectres stellaires (2), ne peut venir que de l'atmosphère : on s'en aperçoit notamment à ce que le spectre s'étend plus loin, à hauteur égale du Soleil, l'hiver que l'été, en raison sans doute de la plus grande humidité de l'air durant la saison chaude. On constate aussi qu'à mesure qu'on s'élève dans l'atmosphère, soit en montagne, soit en ballon, le spectre s'allonge dans l'ultra-violet. Cornu (3) a étudié le phénomène : il a trouvé qu'à un accroissement d'altitude de 896 mètres répond à peu près un allongement spectral de 10 Å.

Cette oblitération, commune à tous les spectres célestes,

(1) On peut ainsi aller jusqu'à λ 2150 environ, point auquel on est arrêté par l'absorption due à la gélatine de la plaque photographique (Baly, *loc. cit.*, p. 263). Mais le spectre solaire ne va pas jusque-là.

(2) Le spectre de Véga, très intense pourtant dans le violet, ne s'étend guère au delà de λ 2970.

(3) Th. Lyman, *L'Ultra-violet*, Paris, 1924 (Alcan), p. 25.

de la partie ultra-violette extrême est d'autant plus fâcheuse qu'aux hautes températures correspondent des spectres très riches en radiations courtes : on s'est donc demandé quel élément de l'atmosphère il fallait incriminer. — Il est établi aujourd'hui que l'Ozone possède dans ce domaine — de λ 2.850 à λ 2.330 — une bande d'absorption très intense. Des recherches ont été entreprises là-dessus dans ces derniers temps par MM. H. Buisson et Ch. Fabry (1) : elles ont montré qu'une couche d'ozone pur (dans les conditions normales) de 3 millimètres d'épaisseur suffirait à rendre compte de la disparition du spectre solaire entre λ 2.900 et λ 2.100 : la région de l'atmosphère où se fait l'absorption se trouve localisée dans les hautes altitudes, ce que l'influence ionisatrice de la lumière solaire suffit à expliquer. Au delà de λ 2 100, jusque vers λ 2.020 (2), l'absorption paraît due au gaz ammoniac ; plus loin encore, le problème est à l'étude (3).

La diffusion moléculaire joue d'ailleurs dans tout cela un rôle important : d'autant plus forte que la longueur d'onde est plus courte, elle s'exerce surtout sur les radiations les plus réfrangibles (d'où la couleur bleue du Ciel), ce qui revient à dire que les radiations de cette nature, émanées du Soleil, ne nous parviennent de toute façon que fort affaiblies.

7. Spectre infra-rouge. — Le domaine infra-rouge est, lui aussi, accessible à la photographie, mais avec des précautions spéciales. Les plaques ordinaires ne sont en effet sensibles qu'aux radiations plus courtes que λ 5.000 environ : on les sensibilise pour le vert, le jaune ou le rouge au moyen de colorants variés, tels que le Pinaverdol, le Pinacyanol ou la Dicyanine, opération qui se pratique aujourd'hui couramment. Certaines de ces teintures permettent, avec des poses très prolongées, d'atteindre l'infra-rouge, jusque vers λ 10.000 et constituent alors une méthode d'investigation précieuse.

(1) *Journal de Physique*, (6), t. II, 1921, p. 197.

(2) J. Duclaux et P. Jeantet, *Journal de Physique*, (6), t. IV, 1923, p. 115.

(3) P. Lambert, G. Déjardin, D. Chalonge, *Comptes Rendus*, t. 177, 1923, p. 737.

Les premiers travaux entrepris dans la voie de la photographie de l'infra-rouge sont peut-être ceux de Sir W. de W. Abney (1) qui réussit à enregistrer 200 raies du spectre solaire entre la raie A et λ 9.800 et qui atteignit même un peu plus tard λ 27.000. La méthode d'Abney est très compliquée et il ne semble pas, à notre connaissance, qu'elle ait jamais été reprise depuis avec un semblable succès. Aussi se contente-t-on le plus souvent d'employer des teintures du genre de celles mentionnées ci-dessus (2).

Mais il y a d'autres procédés. On a mis à profit une propriété des substances phosphorescentes. Si, sur une plaque phosphorescente, on projette un spectre infra-rouge, la phosphorescence est éteinte partout où il y a des radiations infra-rouges et subsiste aux endroits où existent des bandes d'absorption : en photographiant la plaque, on obtient alors indirectement le spectre cherché : M. Fomm (3) a pu aller ainsi jusqu'à λ 9.500. — La même limite a été atteinte par G. Millochau (4) avec des plaques insolées, c'est-à-dire légèrement voilées, dont les rayons infra-rouges ont aussi la particularité de diminuer le voile.

On a enfin utilisé la méthode du bolomètre (5). Nous aurons l'occasion de revenir sur ce merveilleux instrument qui, fondé sur la variation de résistance électrique d'un mince fil de platine avec la température, joue un peu ici le rôle d'une pile thermo-électrique. En utilisant comme milieu dispersif de son spectroscope un prisme de sel gemme (6), avec des miroirs au lieu d'objectifs, S. P. Langley a pu

(1) *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, t. 171, 1880, p. 653 et t. 177 A, 1886, p. 457.

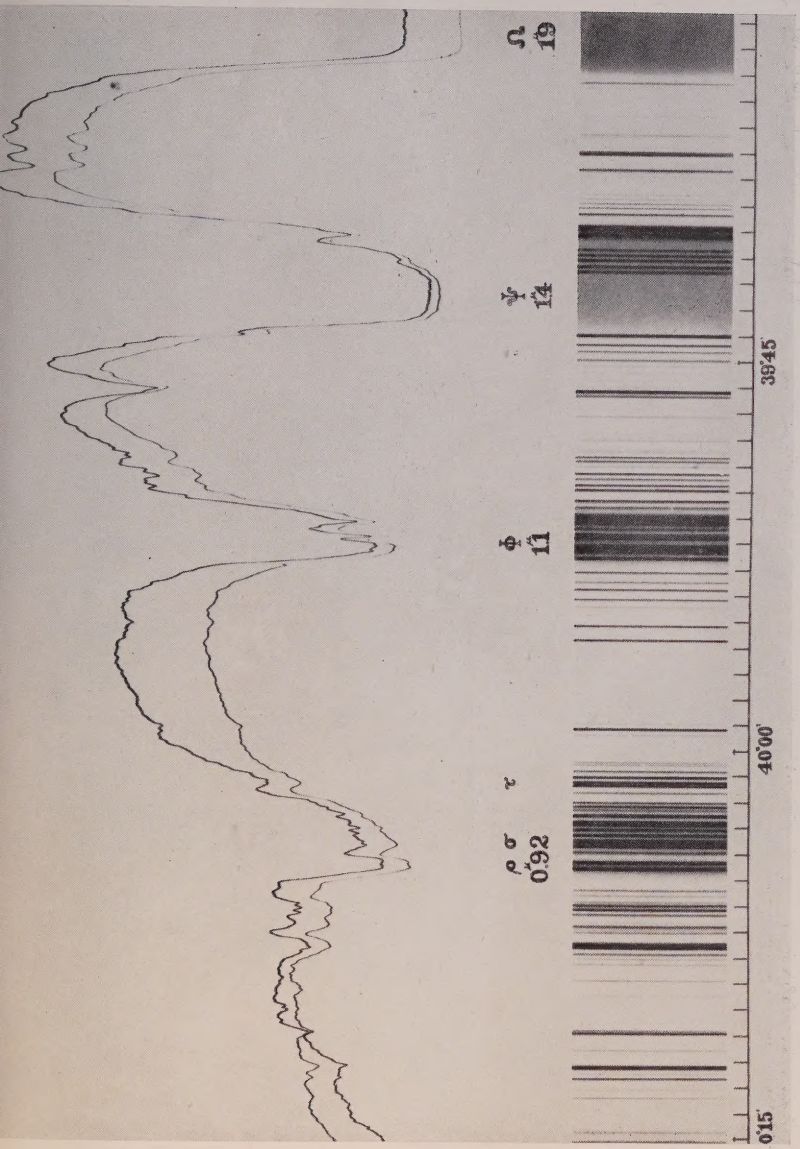
(2) On trouvera ces procédés dans : *Lick Observatory Bulletin*, t. V, 1909, n° 169, p. 151 (Procédés Wallace pour le vert, le jaune, le rouge et le *début* de l'infra-rouge). — Pour l'infra-rouge seul, jusque vers λ 10000, voir : Keivin Burns, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXII, 1920, p. 37.

(3) *Thèse*, Münich, 1890.

(4) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 142, 1906, p. 1407, t. 143, 1906, p. 108, t. 144, 1907, p. 725.

(5) Voir plus loin p. 223. Et aussi Baly, ouvrage cité, p. 219.

(6) Au delà de λ 25000, le verre n'est plus guère transparent pour l'infra-rouge.



Portion du Spectre solaire infra-rouge enregistrée au bolomètre avec un prisme de sel gemme (S. P. Langley).

explorer le spectre solaire depuis la raie A jusque vers λ 53.000 et relever 700 raies entre ces deux limites. Un dispositif automatique lui permit même d'enregistrer ces raies (Pl. VII) dont beaucoup appartiennent à la Vapeur d'Eau, à l'Ozone et à l'Acide Carbonique.

Les longueurs d'onde des raies ou bandes relevées de cette façon sont, pour la Vapeur d'Eau (approximativement) :

»	0.814 μ	Φ_2	1,134 μ	X	2,36 à 3,02 μ
»	0,896	»	1,172	»	5,25
ρ	0,933	»	1,331	»	5,90
σ	0,945	»	1,451	»	6,07
τ	0,974	Ψ_1	1,469		
Φ_1	1,119	Ω	1,73 à 2,24		

L'Ozone donne naissance à deux bandes infra-rouges :

$$\lambda\lambda\ 4{,}8\,\mu \quad \text{et} \quad 9{,}8\,\mu.$$

Enfin, l'Acide Carbonique donne les bandes :

$$X \quad \lambda\lambda\ 2{,}36\,\mu \text{ à } 3{,}02\,\mu$$

(que produit aussi la Vapeur d'Eau) et :

$$Y \quad \lambda\lambda\ 4{,}36\,\mu \text{ à } 4{,}50\,\mu.$$

Ces bandes sont si noires qu'une épaisseur de gaz de 33 centimètres suffit à réduire le rayonnement de 43 0/0 pour la première et de 90 0/0 pour la seconde. Une pareille puissance d'absorption, dans un domaine particulièrement chaud du spectre solaire, a suggéré à S. Arrhénius l'idée originale que les variations de climat des époques préhistoriques (par exemple la chaleur humide de la période carbonifère) avaient pu provenir d'une modification de la teneur de l'atmosphère en acide carbonique, hypothèse sur laquelle nous reviendrons (1).

8. Spectre de la Chromosphère. — La Chromosphère est la partie de l'atmosphère solaire qui se manifeste le plus directement au spectroscope. Son nom lui vient de ce qu'ob-

(1) Voir p. 311.

servée d'abord aux éclipses, elle apparaît alors sous la forme d'un anneau entourant le Soleil et coloré d'un rose vif, teinte qu'elle doit à l'Hydrogène dont elle est principalement formée. Son épaisseur apparente est de 10″ ou 12″ en moyenne. Il est préférable, mais nullement nécessaire, pour la bien voir, de se placer à une altitude élevée, de façon à éliminer autant que possible la lumière diffuse du Ciel : c'est ce que fit notamment C. A. Young (1) en 1872, lorsqu'il entreprit au Mont Sherman (Etats-Unis) l'étude détaillée de son spectre.

Parmi les radiations émises par la chromosphère, on observe principalement les raies *brillantes* du spectre ordinaire de l'Hydrogène (H_α, H_β, H_γ, etc.), la raie D_3 de l'Hélium (λ 5.875,9), les raies H et K du Calcium ionisé ($\lambda\lambda$ 3.968,6 et 3.933,8) et enfin une raie verte λ 5 316,8, généralement attribuée au Fer et contiguë (mais non pas identique) à celle (2) du « Coronium ». — En dehors de ces raies toujours visibles, d'autres raies métalliques apparaissent d'une manière plus ou moins occasionnelle ; la liste, qui n'offre pas d'ailleurs d'intérêt bien particulier, en est donnée dans les ouvrages classiques de Young (3) et de Scheiner (4) : ces raies appartiennent en général à la catégorie des *raies d'étincelle* ou raies « renforcées » (enhanced lines), ce qui s'explique sans peine, à la lumière des recherches récentes, par les très basses pressions (inférieures à 10^{-4} atmosphère) qui règnent dans la chromosphère (5). Enfin, dans le domaine ultra-violet, de nombreuses raies chromosphériques brillantes ont été photographiées indépendamment, en 1891 et 1892, par M. M. Hale et Deslandres : elles complètent le spectre déjà connu (6).

La raie D_3 de l'Hélium mérite ici une mention particulière.

(1) *Le Soleil* (déjà cité), p. 154.
(2) Voir plus loin p. 186.
(3) C. A. Young, *Le Soleil*, p. 155
(4) J. Scheiner, *Populäre Astrophysik*, Leipzig, 1908 (B. G. Teubner), pp. 367 et 368.
(5) Voir p. 540.
(6) P. Salet, *Spectroscopie astronomique*, Paris 1909, (O. Doin), p. 275.

De belle couleur jaune, elle apparaît parfois, très exceptionnellement, dans la pénombre des taches, mais on ne la rencontre jamais comme raie sombre dans le spectre de Fraunhofer. — L'anomalie est d'autant plus bizarre que D_3 est souvent noire dans les étoiles, tout comme d'ailleurs bien d'autres raies de l'Hélium plus fréquentes encore : il n'y a donc pas lieu d'invoquer quelque impuissance « congénitale » de ce gaz pour l'absorption : il est plus naturel d'admettre, avec M. M. N. Saha (1), que le renversement d'une raie exige une densité et une épaisseur de la couche gazeuse d'autant plus grandes que son coefficient d'absorption est moins élevé, condition qui, réalisée pour l'Hélium dans les étoiles, ne l'est vraisemblablement pas dans le Soleil.

Tous les faits connus concourent en somme à établir que la Chromosphère est bien ce qu'elle nous apparaît à première vue : une couche de gaz incandescents très raréfiés qui entoure le Soleil. Les éclipses ont permis, nous le verrons, de l'étudier très en détail et de se rendre compte en particulier des hauteurs (2) auxquelles s'élèvent les différentes vapeurs ou gaz qui la composent. Mais, en dehors des éclipses et à toute époque, le spectrohéliographe (3) nous a apporté sur la répartition des vapeurs en question, notamment sur les nuages d'Hydrogène et de Calcium qui flottent au-dessus de la photosphère, une foule d'informations précieuses : nous y reviendrons bientôt.

9. Spectre des Taches. — C'est ainsi que les Facules qui entourent les taches et ne s'observent guère qu'au bord du disque ont pu être étudiées en détail sur toute la surface : le spectroscope ordinaire n'y voit le plus souvent qu'un renforcement d'ensemble du spectre continu, joint à quelques anomalies de structure de certaines raies.

Le spectre des Taches proprement dites est beaucoup plus intéressant. On obtient à la fois celui de l'ombre et celui de

(1) S. A. Mitchell, *Eclipses of the Sun*, New-York, 1923 (Columbia University Press), p. 309.
(2) P. 179.
(3) Voir p. 169.

la pénombre en disposant la fente du spectroscope de façon à bissecter le noyau : on constate alors qu'à une époque donnée les phénomènes ne diffèrent pas sensiblement d'une tache à une autre. — Le spectre (1) ressemble dans ses grandes lignes à celui de Fraunhofer, avec cependant d'importantes différences. Certaines raies sont élargies, d'autres intensifiées, beaucoup amincies ou affaiblies (fig. 44). Parmi les renforcements les plus fréquents, on note surtout des raies du Titane, du Magnésium, du Calcium, du Sodium, du Fer, du Nickel, du Chrome et de très nombreuses raies du Vanadium. Les raies H et K du Calcium, doublement renversées dans les facules, le sont simplement dans les taches ; celles

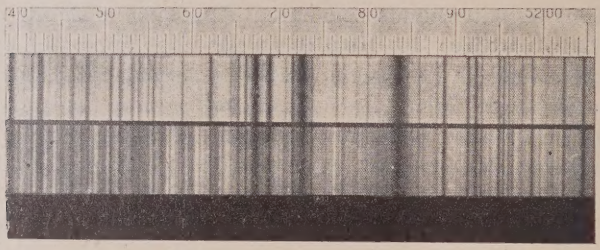


Fig. 44. — Portion du Spectre des taches
En haut : Spectre solaire normal.
En bas : Spectre de tache solaire.

de l'Hydrogène offrent le même caractère, qui se traduit par le voile rose s'étendant souvent sur le noyau et bien des fois décrit par Secchi (2). Le fond continu du spectre paraît affaibli : l'emploi d'appareils très dispersifs a montré que ce n'était là qu'une conséquence d'innombrables raies d'absorption très fines qui ne se voient que dans les taches.

Un point très remarquable est le suivant : d'une manière générale, toutes les raies d'un élément donné ne se comportent pas de même ; les raies assombries ou élargies dans les

(1) W. S. Adams, *Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory*, t. II, nº 40, 1909.

(2) *Le Soleil*, Paris, 1875 (Gauthier-Villars), t. I, p. 101.

taches sont celles qui prédominent dans les flammes ou dans l'arc électrique, c'est-à-dire les raies de l'atome neutre non ionisé ; en revanche les raies d'étincelle ou de haute température (raies « enhanced » de Lockyer), dues à l'atome ionisé, sont moins intenses dans les taches que sur le reste du disque : elles peuvent même y disparaître complètement.

Enfin le spectroscope révèle dans les taches solaires la présence de combinaisons chimiques qui ont beaucoup surpris. Il est cependant hors de doute qu'on y voit des bandes appartenant à l'Oxyde de Titane (TiO^2), à des Hydrures de Magnésium ou de Calcium (1).

Les principales particularités du spectre des taches ont été reproduites expérimentalement par M. A. S. King (2), dans le Laboratoire de Physique attaché à l'Observatoire du Mont Wilson : elles concourent à mettre en évidence une absorption sélective très intense, associée à une température — 3.000 ou 4.000°, tout au plus — fort inférieure à celle de la photosphère : les mesures directes du rayonnement calorifique des taches (3) aboutissent au même résultat. — Toutes ces recherches se résument en quelques mots : le spectre des taches solaires correspond à celui des étoiles de type spectral plus « avancé » que le spectre du reste de l'astre.

Une brillante découverte est venue vers 1910 jeter une vive lumière sur la plupart des apparences énigmatiques des raies des taches solaires. Les élargissements font place parfois à de doubles renversements. M. Hale a montré (4) que cette dernière anomalie (qui fait surgir une raie brillante au centre de la raie sombre) n'est pas au fond distincte de l'autre : il ne s'agit que de dédoublements ou de détriplements, dus à des champs magnétiques dont les noyaux des taches — de *toutes* les taches — sont le siège : le phénomène de Zeeman, maintenant bien connu, qui se manifeste ainsi

(1) Ch M. Olmsted, *Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory*, t. I, n° 21, 1908.

(2) Ces recherches ont été publiées par M. King dans l'*Astrophysical Journal* au cours de ces 15 dernières années, *passim*.

(3) Voir p. 123 et aussi p. 540.

(4) Voir p. 276.

permet d'étudier ces champs magnétiques : leur connaissance détaillée nous aidera sans doute bientôt à mieux comprendre la cause même des taches qui, dans tout cela, constitue évidemment le problème principal.

10. Spectre des Protubérances. — Les Protubérances solaires se présentent à nous comme des sortes d'éruptions plus ou moins tourmentées de la Chromosphère. Aperçues d'abord, lors des éclipses totales, sous forme de flammes roses jaillissant par endroits du bord du disque de la Lune, elles peuvent maintenant, grâce à un ingénieux artifice, s'observer en tout temps. — Les mots d'éruptions ou de flammes ne doivent pas être pris ici à la lettre : bien qu'aux déplacements protubérantiels répondent souvent des vitesses (1) colossales à l'échelle terrestre, le grand éloignement de l'astre et l'imprécision des contours des masses en jeu s'opposent à ce que le mouvement soit jamais bien reconnaissable à la simple vue.

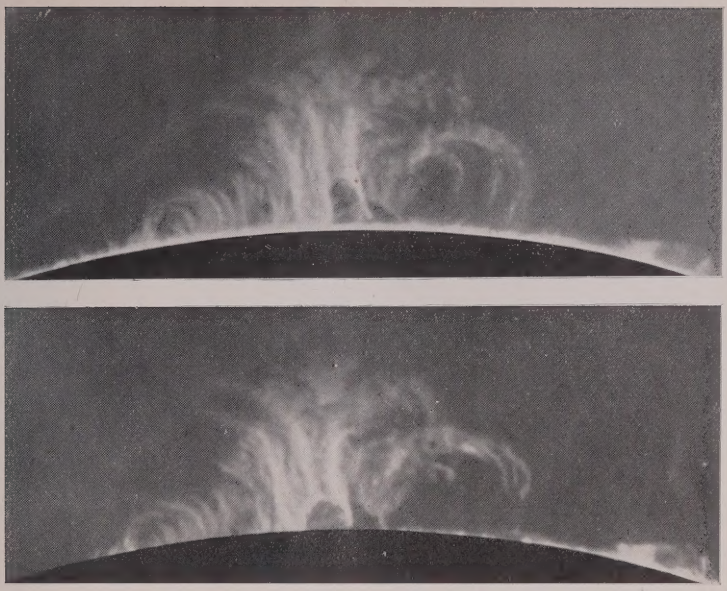
Toutes les protubérances manifestent au spectroscope les raies *brillantes* de l'Hydrogène (H_α, H_β, H_γ, H_δ, etc.), la raie D_3 de l'Hélium, ainsi que les raies H et K du Calcium ionisé. On peut pourtant les répartir en deux classes :

Les unes, en général très vastes, de couleur rose violacée, offrent l'aspect de masses nuageuses : ce sont les protubérances *quiescentes* (2). Presque uniquement formées des gaz ci-dessus, elles sont d'ordinaire assez stables et semblent même parfois prendre naissance sur place, sans laisser soupçonner de lien bien net avec la chromosphère. On les observe en tous les points du disque solaire, aux pôles comme à l'équateur.

Les autres, les protubérances *éruptives*, plus petites, sont aussi plus agitées. On y voit apparaître, outre l'Hydrogène,

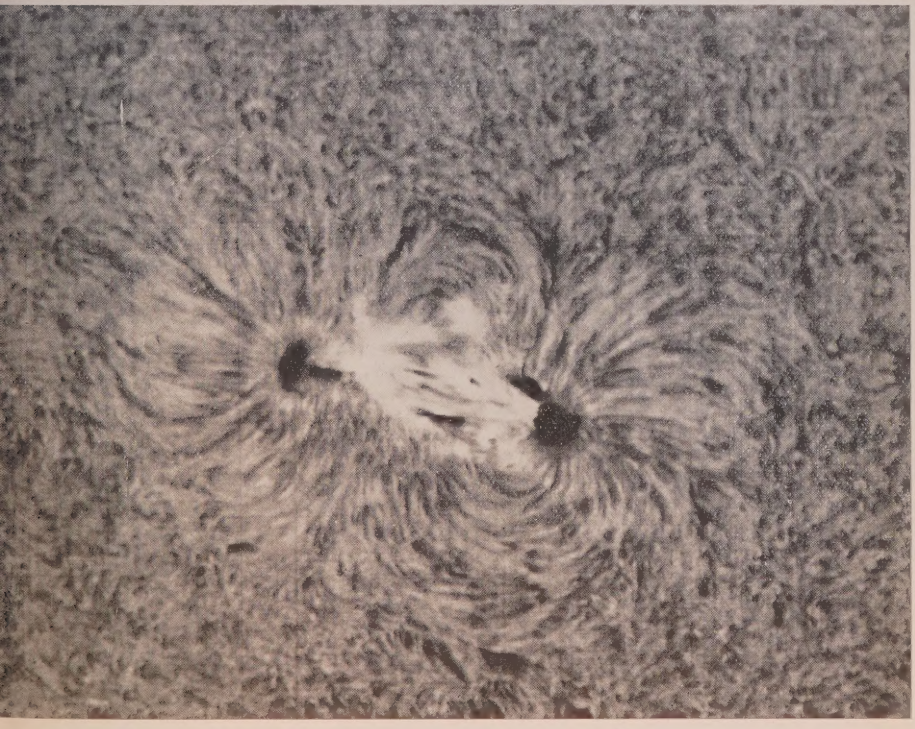
(1) La question de savoir si les vitesses des protubérances correspondent bien à des déplacements effectifs *de matière* a été fort discutée : nous nous contenterons de renvoyer à ce propos le lecteur aux pages 205 et 215 de ce livre.

(2) On consultera avec fruit sur ces questions les ouvrages, maintes fois cités par nous, sur « le Soleil », de Secchi et de Young.



Protubérance en mouvement rapide du 10 octobre 1910. (Cliché de l'Observatoire Yerkes).
(en haut à 7 h. 56 m. 8 s.; en bas à 8 h. 6 m. 4 s.).

N. B. — Le segment de cercle noir est un écran circulaire masquant le Soleil.



roupe de 2 taches en lumière H_α du 30 août 1924. (Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

l'Hélium et le Calcium, d'autres raies métalliques, pas toujours les mêmes, mais appartenant toujours à la catégorie des raies chromosphériques. Ces protubérances-là sont blanches et affectent pour la région des taches une prédilection marquée : on n'en voit jamais aux pôles.

La hauteur moyenne des protubérances au-dessus de la photosphère est environ 50″ ; 25 0/0 d'entre elles dépassent 1′, mais il en est de beaucoup plus hautes ; Langley en vit notamment une, en 1880, qui s'éleva jusqu'à 13′ (570.000 km.) au-dessus du bord solaire et les cas analogues ne sont pas rares.

Les vitesses que peuvent atteindre ces masses énigmatiques (Pl. VIII) sont quelquefois très grandes. Leur composante perpendiculaire au rayon visuel est facile à mesurer directement, en notant de combien de secondes d'arc la protubérance s'élève en un temps connu. Quant à la composante radiale, le spectroscope la révèle, par l'application du principe de Doppler-Fizeau (fig. 45). — Les deux composantes sont du même ordre : bien qu'elles ne dépassent pas souvent 50 km./sec., les vitesses de 100 ou 200 km./sec. ne sont pas très exceptionnelles. On en a vu de plus fortes encore (1), excédant même la vitesse critique de 618 km./sec., au delà de laquelle un projectile lancé du Soleil dans l'espace va s'y perdre sans retour. La simple possibilité de pareilles déperditions, dont les éruptions volcaniques terrestres ne nous apportent aucun exemple, ne laisse pas de mériter une sérieuse attention.

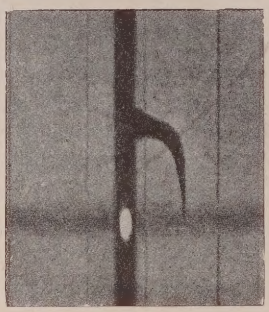


Fig. 45. — Curieuse déformation de la raie solaire Hα de l'Hydrogène (d'après G.-E. Hale).

(1) Par exemple celle observée par le P. Fényi en 1891 et dont la vitesse radiale dépassait 800 km /sec. (*Memorie della Societa degli Spettroscopisti Italiani*, t. XXI, 1892, p. 127).

11. Méthode de Janssen et Lockyer pour l'observation des protubérances en temps normal. — Masquées par la lumière diffuse du Ciel, les Protubérances sont longtemps restées invisibles en dehors des éclipses, à la fois trop rares et trop courtes pour se prêter à des recherches approfondies : aussi leur véritable origine ne fut-elle pas tout d'abord clairement reconnue. Il fallut attendre l'éclipse du 18 août 1868 pour éclaircir le problème : cette éclipse fameuse, observée aux Indes dans d'excellentes conditions, montra en effet à J. Janssen et à quelques autres astronomes que le spectre des protubérances, formé de raies brillantes isolées (d'ailleurs peu nombreuses) ne pouvait provenir que de gaz incandescents, circonstance établissant définitivement le caractère solaire du phénomène.

C'est à la même éclipse, grâce précisément à la nature du

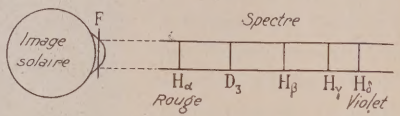


Fig. 46.

spectre des protubérances, que fut découverte la méthode employée aujourd'hui pour les observer en tout temps. La lumière du fond du Ciel n'est autre que celle du Soleil, diffusée par les molécules de notre atmosphère et son spectre, sensiblement identique à celui de Fraunhofer, bien que plus faible, est également — à part les raies noires — continu. Or, vue à travers un spectroscope de dispersion suffisante, la lumière des protubérances apparaît concentrée sur quelques radiations brillantes intenses ; au contraire celle du Ciel, étalée du rouge au violet sur toute la longueur du spectre, se trouve par là même fort affaiblie : l'opposition, très accrue, devient alors manifeste et la présence des raies sombres du fond du Ciel, aux endroits précis où les protubérances en ont de brillantes, augmente le contraste d'autant.

Il suffit donc, comme le devina Lockyer en Angleterre et

comme le reconnut aux Indes Janssen le lendemain de l'éclipse de 1868, de placer la fente du spectroscope tangentiellement au bord solaire, à un endroit où il y a une protubérance, pour apercevoir brillantes les raies de celles-ci qui n'ont, bien entendu, que la longueur correspondant sur le Soleil au gaz lumineux (fig. 46). Si l'on envisage alors une raie protubérantielle déterminée, la raie rouge H_α de l'Hydrogène par exemple, on la voit se détacher sur le fond du Ciel comme un trait lumineux (fig. 47) AB et, si l'on vient à déplacer graduellement la fente de l'appareil perpendiculairement à sa direction, on obtient, par sections successives A'B', A''B'' ... la forme complète de la protubérance.

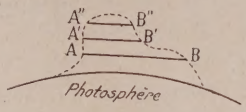


Fig. 47.

Cette méthode dite de la « fente étroite » est d'une application pénible : on la remplace de préférence par celle de la « fente large », proposée peu après. Il suffit en effet de se rappeler qu'un spectre n'est qu'une série d'images monochromatiques de l'*objet* lumineux pour prévoir qu'en ouvrant largement la fente, toujours tangente au bord du disque, on doit voir se dessiner sur le Ciel, aux endroits du spectre correspondant à des raies protubérantielles, le contour entier de la protubérance étudiée. L'observation se fait alors d'un seul coup, sans autre précaution que de limiter au strict nécessaire l'ouverture de la fente, de façon à éviter les empiétements possibles des images.

C'est ainsi qu'on a longtemps étudié (1) les protubérances dans les Observatoires consacrés à la Physique Solaire, avant l'invention du spectrohéliographe dont nous allons maintenant parler.

(1) La méthode de la « fente large » n'est pas encore complètement abandonnée.

CHAPITRE III

LE SPECTROHÉLIOGRAPHE

1. Principe de l'appareil. — Quand nous regardons le Soleil dans une lunette, nous recevons à la fois la lumière de toutes ses radiations, quels que soient les éléments qui les aient produites : le spectrohéliographe a pour but d'isoler dans le spectre une radiation *unique* d'un corps déterminé, de façon à voir l'astre tel qu'il nous apparaîtrait si ce corps y était seul présent. Nous pouvons ainsi espérer localiser à sa surface les

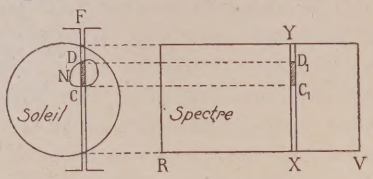


Fig. 48.

divers éléments chimiques, ce qui ne peut manquer a priori de conduire à des résultats intéressants (1).

L'appareil repose en principe sur une extension ingénieuse, due indépendamment à MM. G. E. Hale (2) et H. Deslandres (3), de la méthode de la fente étroite, imaginée autre-

(1) On consultera avec fruit, pour tout ce chapitre, la notice de M. H. Deslandres : Histoire des Idées et des Recherches sur le Soleil, *Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1907, p. C. 1. — Un excellent résumé de la question a également été publié par M. L. d'Azambuja dans le *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 34, 1920, pp. 433 et 487.

(2) *Astronomy and Astrophysics*, t. XI, 1891, pp. 70, 407, 604 et volumes suivants, *passim*.

(3) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 113, 1891, p. 307; t. 114, 1892, p. 276 et volumes suivants, *passim*.

fois par Janssen et Lockyer pour l'étude des protubérances. — Projetons, par un moyen quelconque, une image du Soleil sur la fente F d'un puissant spectroscope, aménagé en vue de la photographie (fig. 48). Ce que nous observerons sur la plaque, c'est le spectre RV des points de l'image solaire situés le long de la fente et de ceux-là seulement. Supposons que des vapeurs incandescentes dues à un élément donné, le Calcium par exemple, occupent sur le Soleil une aire N : le spectre ne nous révélera les raies du Calcium que sur sa portion C_1D_1, correspondant au segment CD de la fente. Si maintenant, à l'aide d'une seconde fente, placée devant la plaque à l'endroit précis XY où une raie connue du Calcium forme son image, nous isolons cette raie et si nous déplaçons simultanément, d'un mouvement continu, 1° l'image du Soleil devant la première fente et 2° la plaque devant la deuxième fente, nous obtiendrons sur le cliché l'image entière du nuage N de vapeurs calciques dont nous n'aurions pu reconnaître autrement les contours. — C'est au fond, on le voit, ce que faisaient Janssen et Lockyer lorsque, déplaçant la fente de leur spectroscope devant une protubérance et y visant la raie rouge de l'Hydrogène, ils réussissaient par étapes successives à en relever la forme.

2. Difficultés pratiques. — Si le principe est simple, sa réalisation est plus délicate. Il faut d'abord, pour éviter d'avoir à poser trop longtemps, employer des appareils très lumineux quoique, bien entendu, très dispersifs Le déplacement de l'image solaire — ou plutôt de l'objectif qui la projette — et celui de la seconde fente doivent être, de plus, rigoureusement correspondants, compte tenu du grossissement final de l'appareil, faute de quoi (ce qui était le cas au début) les images obtenues sont déformées.

Une autre cause d'altération des images tient à ce que les prismes (et aussi les réseaux) ne donnent pas une image rectiligne d'une fente droite : on remarque en effet sans peine que les raies fournies par les spectroscopes sont en général courbes, leur concavité étant tournée vers le violet et d'autant plus accentuée que la raie est plus réfrangible. On évite

la déformation qui en résulte en donnant aux deux fentes des courbures de sens inverses (fig. 49), égales à la moitié de celle qu'aurait la raie spectrale considérée si la première fente était droite (1) ; en même temps on imprime, à l'image solaire sur la première fente et à la plaque photographique, des vitesses de même sens : il est facile de voir que la seule conséquence de cette double opération est de renverser, comme le ferait un miroir, les images obtenues.

Enfin la position du réseau ou des prismes doit être étudiée

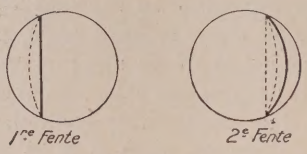


Fig. 49.

avec soin, car les bonnes pièces optiques de grande dimension sont rares et coûteuses : il est donc indiqué, pour utiliser le mieux possible l'appareil dispersif, prisme ou réseau, de le placer à l'endroit où le faisceau, après sa sortie de la première fente, est le plus étroit, c'est-à-dire si on le peut au point où se forme l'anneau oculaire de l'objectif par rapport à la lentille collimatrice (2).

3. Raies solaires appropriées. — Toutes les raies de Fraunhofer ne permettent pas d'obtenir des images également intéressantes : celles auxquelles on s'adresse d'ordinaire sont les raies H et K du Calcium et la raie H_α de l'Hydrogène. Les deux premières sont particulièrement importantes en ce qu'elles nous renseignent, grâce à des artifices appropriés, sur les couches successives de la chromosphère solaire.

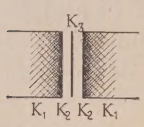


Fig. 50

(1) Cette condition doit être réalisée avec une grande précision, étant donnée surtout la très faible largeur habituelle des fentes (de l'ordre de 0.02 mm).

(2) H. Deslandres, *Bulletin Astronomique*, t. XXII, 1905, p. 337. — Pour plus de détails voir : *Annales de l'Observatoire d'Astronomie physique de Paris* (*Meudon*), t. IV, 1910, p. 22.

Lorsqu'on examine la raie K par exemple avec une dispersion suffisante, on remarque que, sur les facules, elle est doublement renversée (fig. 50). Au centre de la large raie noire de Fraunhofer K_1, on aperçoit une raie brillante K_2 qui laisse elle-même voir en son centre une fine raie noire K_3.

Les raies K_1, K_2 et K_3 (dénominations consacrées par l'usage) correspondent à trois couches successives de la chromosphère. La large raie K_1 représente l'absorption générale des vapeurs de la couche basse, située immédiatement au-dessus de la photosphère : c'est la couche renversante. La raie brillante K_2, superposée à K_1, correspond aux vapeurs de la couche moyenne. Enfin la fine raie noire K_3 nous révèle l'absorption de la couche haute située encore au-dessus.

Cette interprétation si simple n'était cependant pas évi-

Fig. 51. — Aspect schématique de la raie K sur une facule, lorsque celle-ci arrive au bord du disque.

dente : M. H. Deslandres (1) l'a, le premier, proposée, en la justifiant par l'aspect de la raie K lorsqu'une facule arrive au bord du disque : on voit alors la double raie brillante K_2 (fig. 51) dépasser légèrement le bord (de 5 ou 6″ environ) et ressortir sur le fond moins éclatant du Ciel, tandis que la raie sombre K_3 s'étend plus loin encore (jusqu'à 10″ peut-être). — L'intensité de ces raies est d'ailleurs la même hors du disque que sur le disque : on perçoit donc directement ainsi l'altitude correspondant à chacune d'elles.

4. Spectrohéliographes fixés a des lunettes. — Le premier spectrohéliographe de M. Hale, celui de Kenwood Observatory (près de Chicago), était attaché à une lunette : l'image

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 119, 1894, p. 148 et H. Deslandres et L. d'Azambuja, même recueil, t. 149, 1909, p. 521.

solaire et la plaque étaient fixes par rapport à celle-ci et les deux fentes mues par un moteur hydraulique.

C'est aussi de cette façon qu'a été installé le Spectrohélio-

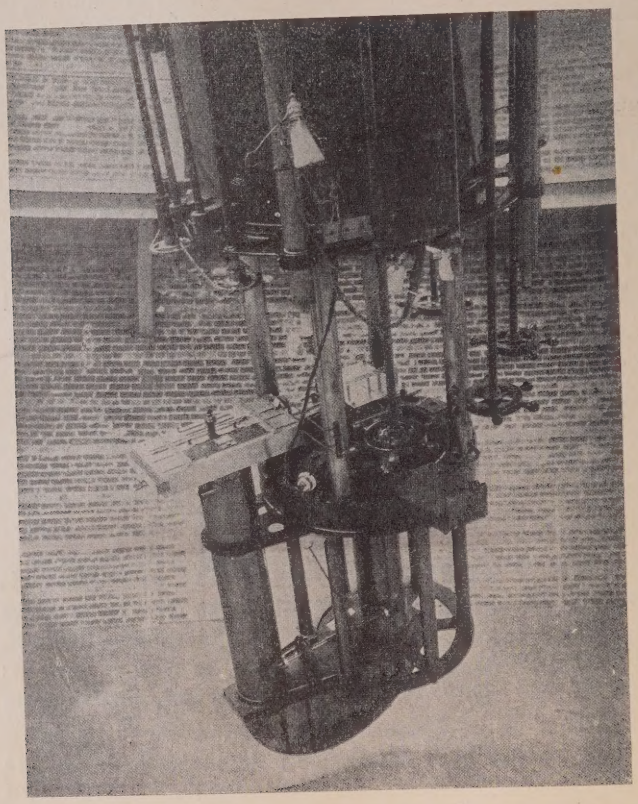


Fig. 52. — Spectrohéliographe Rumford attaché à la Grande Lunette de Yerkes.

graphe Rumford (1) de Yerkes. Cet instrument déjà très perfectionné (fig. 52) est cependant un des plus simples

(1) G. E. Hale, *The Study of Stellar Evolution*, 1908, p. 88 (Chicago, The University of Chicago Press).

comme construction de tous ceux en service. Il comporte des prismes de flint déviant les rayons de 180° exactement et les distances focales du collimateur et de l'objectif de la chambre photographique sont égales. Le spectroscope est fixé à l'extrémité oculaire de la Grande Lunette de Yerkes, de 1 m. 02 d'ouverture. Un moteur électrique agit à la fois sur le mécanisme de rappel en déclinaison et, par l'intermédiaire de courroies de transmission, sur la plaque photographique : ce double mouvement est combiné de façon à équivaloir à un déplacement d'ensemble du spectroscope entier avec ses fentes devant l'image solaire et la plaque photographique supposées fixes.

D'autres appareils également attachés à des lunettes existent encore, celui de Potsdam par exemple.

5. Sidérostats et Cœlostats. — On préfère cependant aujourd'hui laisser le spectrohéliographe immobile, le disposer par exemple horizontalement dans un bâtiment spécial (ce qui permet de lui donner les dimensions qu'on veut) et lui envoyer la lumière solaire au moyen d'un sidérostat ou d'un cœlostat corrigeant les effets du mouvement diurne.

Les Sidérostats dont la description se trouve dans les traités de Physique (1) (sidérostat polaire, sidérostat de Foucault, etc.) ne comportent qu'un seul miroir et sont assez compliqués. Bien que certains d'entre eux constituent une solution très générale du problème posé, ils ont un inconvénient grave : l'image tourne autour du rayon central, ce qui n'est pas gênant quand il s'agit d'étoiles, mais peut le devenir pour des astres à diamètre apparent sensible. Aussi leur préfère-t-on presque universellement le Cœlostat de Lippmann (2).

Cet appareil extrêmement précieux est formé d'un miroir qui tourne, à raison d'un tour en 48 heures, autour d'un axe situé dans son plan et parallèle à l'axe du monde. — Soient O

(1) O. D. Chwolson, *Traité de Physique*, t. II, p. 510 (Paris, Hermann).

(2) *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, 1895, p. 397.

(fig. 53) le centre de la sphère céleste, PP′ la ligne des pôles, S le Soleil, ON la normale au miroir : OS′, symétrique de OS par rapport à ON, sera le rayon réfléchi. Cherchons de quel angle devra avoir tourné le miroir pour que, S étant par suite du mouvement diurne venu en S_1, le rayon réfléchi OS′ n'ait pas bougé. La normale au miroir décrit, par construction, le plan de l'équateur E; soit ON_1 sa nouvelle position. Prolongeons S′O jusqu'à sa rencontre M avec la sphère; SM est parallèle à ON (puisque N et O sont les milieux respectifs de SS′ et de S′M) : la droite SM décrit donc le plan du petit cercle C, parallèle à l'équateur. Comme M est fixe, on voit alors de suite que, quand S est venu en S_1, l'angle SMS_1 (ou NON_1) dont on a tourné le miroir est moitié de SIS_1, c'est-à-dire moitié de l'angle horaire dont a tourné le Soleil. Il faut donc bien faire tourner le miroir d'un tour en 48 heures.

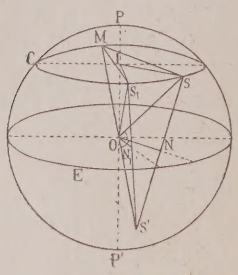


Fig. 53.

On voit encore que, la position de S étant donnée, on peut, en changeant l'orientation de ON dans le plan E (c'est-à-dire en faisant tourner le miroir) faire décrire à OS′ un cône d'axe POP′ et de base C, que tout plan passant par O coupe suivant deux droites. On peut donc en général renvoyer, si l'on veut, le faisceau dans une direction horizontale ; on n'est toutefois pas libre de choisir celle ci arbitrairement : elle dépend en effet de l'angle S′OP′ ou SOP, c'est-à-dire de la distance polaire du Soleil. — Aux éclipses, où l'on utilise en général, pour un jour déterminé, une installation de fortune dans un endroit inoccupé, on se contente souvent de pareils cœlostats à un seul miroir : on cherche alors sur le terrain la direction fixe horizontale où les rayons solaires peuvent être renvoyés et on y dispose les appareils d'étude (chambres photographiques, spectroscopes, etc.). Mais, dans les Observatoires où il faut pouvoir observer tous les jours, on oriente le miroir de façon à réfléchir le faisceau dans une direction fixe du plan méridien et un deuxième miroir, pouvant se

déplacer horizontalement dans la direction Nord-Sud, renvoie alors les rayons horizontalement dans la direction du Nord où l'on place le spectrohéliographe (fig. 54).

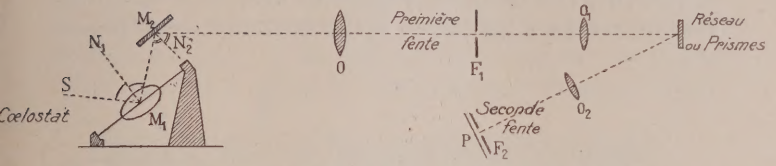


Fig. 54. — Installation schématique d'un spectrohéliographe à cœlostat.

Montrons qu'avec le Cœlostat les images ne tournent pas. Considérons le cercle horaire PSL (fig. 55) du Soleil et celui P'S'L' du faisceau réfléchi. Les deux triangles sphériques SNL, S'NL' sont égaux (hypoténuse égale, angle en N égal); donc N est le milieu de LL'. Tous les points du cercle horaire PSL ont alors pour images réfléchies des points de P'S'L', qui est fixe puisque OS' l'est. Le Ciel entier, vu dans un cœlostat, ne paraît donc pas tourner après la première réflexion et pas davantage après la seconde, puisque le second miroir est immobile.

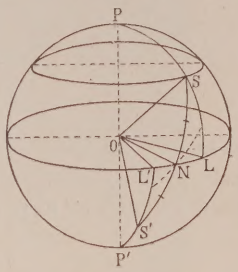


Fig. 55.

6. Spectrohéliographes a cœlostat. — Quand on emploie un sidérostat ou un cœlostat, on déplace parfois en bloc le spectroscope devant l'image solaire et devant la plaque qui restent alors fixes : il en est ainsi au Snow Telescope (1) du Mont Wilson et au Spectrohéliographe Chrétien de Marseille. — Cette solution, excellente d'ailleurs, exige que les images solaires initiale et finale soient égales et dans des plans parallèles : le faisceau doit donc tourner de 180° exactement, ce qui conduit souvent à placer à l'intérieur de l'ap-

(1) G. E. Hale, *The Study of Stellar Evolution*, déjà cité, p. 131.

pareil un petit miroir auxiliaire m (fig. 56). D'autre part il n'est guère possible ainsi, sauf avec un objectif de projection de très long foyer, d'avoir, après dispersion, de grandes images.

Aussi, dans les très grands appareils modernes, laisse-t-on absolument fixes les pièces optiques (collimateur, réseau,

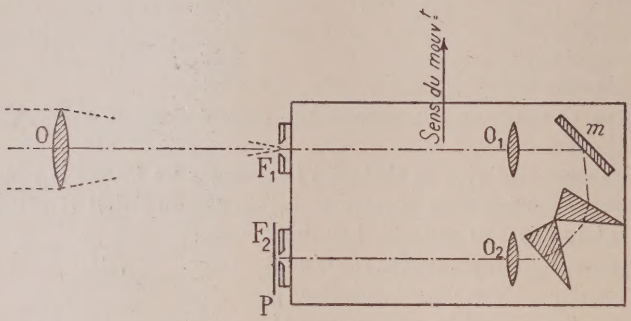


Fig. 56.

chambre) du spectroscope pour déplacer, indépendamment mais synchroniquement, avec des vitesses en rapport constant, l'image solaire (c'est-à-dire l'objectif principal) et la

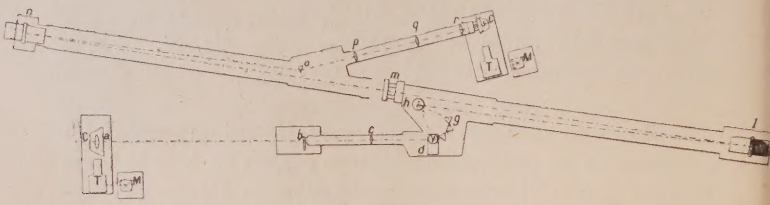


Fig. 57. — Marche des rayons dans le grand spectrohéliographe de Meudon.

plaque photographique. La réalisation de vitesses régulières est délicate : on emploie à Meudon de petits moteurs électriques Baudot à régulateur et à changement de vitesse réglable.

La lumière diffusée à l'intérieur de l'appareil par toutes les

pièces plus ou moins indirectement éclairées qui s'y trouvent risquerait, avec de longues poses, de voiler les clichés. Pour l'éliminer, on reprend à Meudon (1) le faisceau, au sortir des prismes (ou du réseau), sur un miroir plan auxiliaire *h* (fig. 57) ; de là il est renvoyé sur un miroir concave *l*, au foyer duquel une seconde fente *m* arrête en grande partie la lumière parasite. Le faisceau tombe ensuite sur un second miroir concave *n*, ayant lui aussi son foyer en *m* ; redevenu

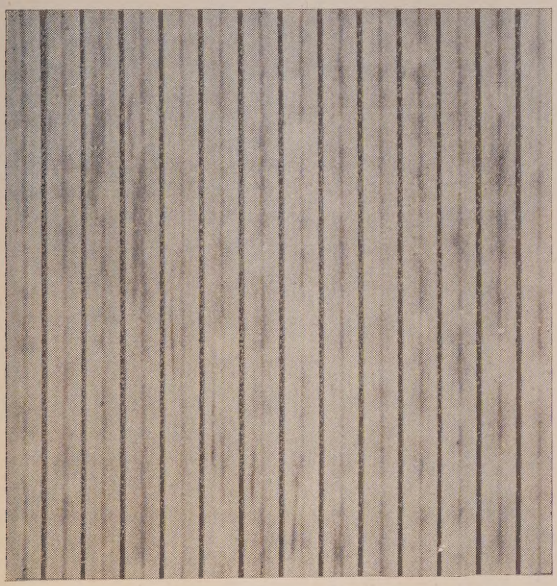


Fig. 58. — Spectro-enregistreur de vitesses de Meudon. Portion de cliché.

parallèle, il traverse alors un prisme *o*, qui achève de le purifier, en rejetant de côté les radiations nuisibles : un objectif (en *p*, *q* ou *r*) donne enfin, derrière une 3e fente *s*, et sur la plaque qui se déplace comme on l'a vu, l'image monochromatique finale.

(1) *Annales de Meudon*, déjà citées, t. IV, p. 39.

On utilise encore à Meudon un instrument spécial, le spectro-enregistreur des vitesses (1), qui est analogue aux précédents à cela près que les mouvements n'y sont plus continus, mais se font par saccades, après élargissement de la 2e fente : on obtient alors une série de sections du Soleil dans chacune desquelles on peut apprécier, par rapport à l'image du bord

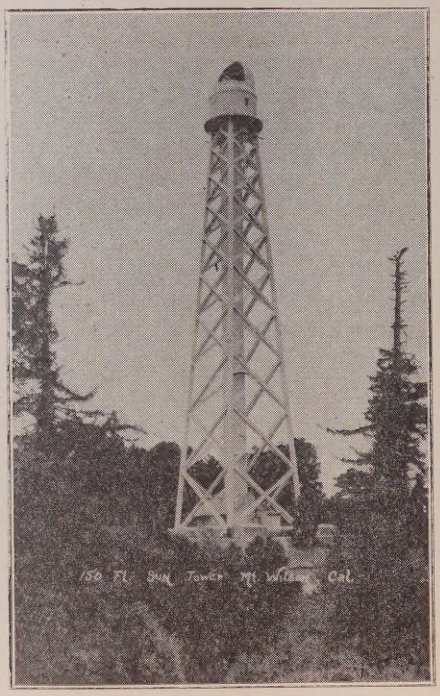
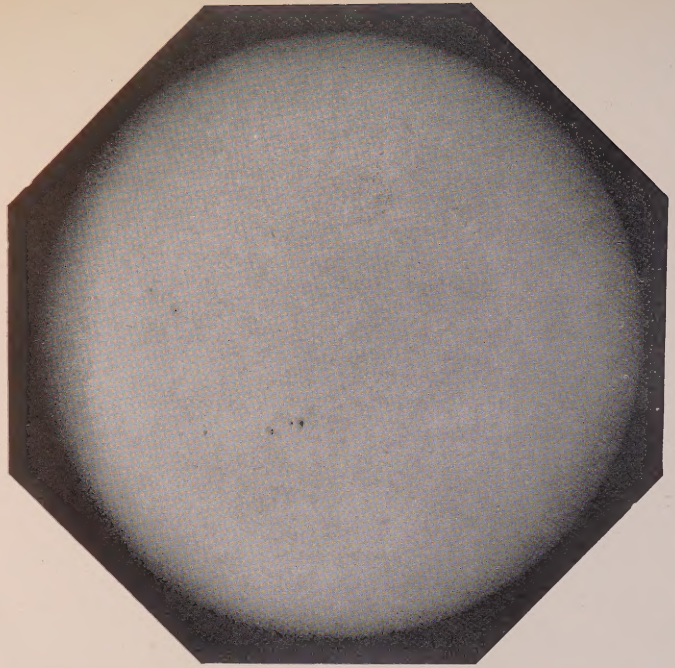


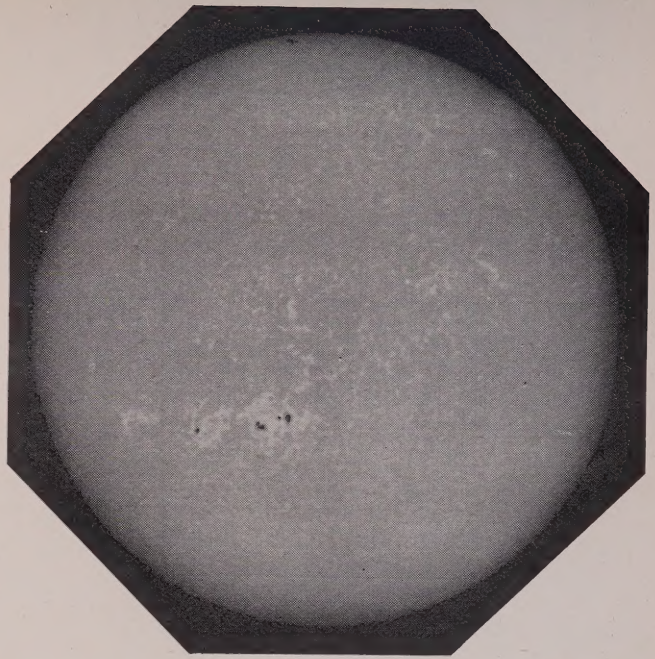
Fig. 59. — Le « 150-foot Tower Telescope » du Mont Wilson.

de la 2e fente, la position de la raie envisagée. En photographiant sur un coin de la plaque un spectre de comparaison

(1) H. Deslandres, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 113, 1891, p. 307 et t. 117, 1893, p. 1053. — Voir aussi, *Bulletin Astronomique*, t. XI, 1894, p. 425.



Photographie directe du Soleil.
20 novembre 1908.
(Cliché de l'Observatoire de Meudon).



Épreuve spectrohéliographique du Soleil.
Couche basse K_1 du Calcium, 20 novembre 1908.
(Cliché de l'Observatoire de Meudon).

terrestre, il devient facile de mesurer la vitesse radiale des vapeurs solaires étudiées, sur tous les points du disque où il se passe quelque chose d'intéressant (fig. 58).

Les grands instruments de Meudon sont horizontaux et il semble bien que ce soit la disposition la plus commode et la plus simple. Au Mont Wilson, on a pourtant en dernier lieu construit des instruments verticaux, afin de mieux éviter, pense-t-on, les ondulations, désastreuses pour les images, de la couche d'air voisine du sol. Le cœlostat et l'objectif principal sont juchés sur une tour et le spectroscope enterré dans un puits où les rayons lumineux parviennent de haut en bas : les fentes sont alors dans des plans horizontaux. Tels sont le « 60-foot Tower Telescope », à puits de 30 pieds, et le « 150-foot Tower Telescope », à puits de 80 pieds (fig. 59). La distance focale du grand objectif de ce dernier instrument — près de 50 mètres — est la plus grande qui existe et l'image solaire *directe* y a 42 centimètres de diamètre.

7. Résultats généraux de l'étude des diverses couches de l'atmosphère solaire. — La raie K_1 et les autres raies de Fraunhofer, c'est-à-dire la couche basse des vapeurs de Calcium ou encore la « couche renversante » fournissent des images assez peu intéressantes (Pl. IX) : la surface solaire y possède une structure granuleuse, différente toutefois de celle de la photosphère, mais peu accentuée.

La couche moyenne, celle qui correspond aux deux raies K_2, nous révèle au contraire le Soleil sous un aspect tout nouveau, extrêmement curieux (Pl. X). Nous voyons là, M. Deslandres l'a montré (1), l'image des vapeurs de la chromosphère entière se projeter sur le disque, avec les protubérances qui l'entourent et qu'on peut ainsi, non seulement apercevoir, mais enregistrer sans peine hors des éclipses, en tout temps. L'astre apparaît couvert de grosses granulations formant le « Réseau Chromosphérique » ; il est ainsi parsemé d'une multitude de plages brillantes — les *Flocculi* — qui, répandues sur toute la surface, décèlent les endroits

(1) Voir ci-dessus p. 161.

ou K_2 brille le plus. De grands flocculi, les plages faculaires, entourent les taches, masquent leur pénombre et parfois en partie leur noyau. Les flocculi, sortes de nuages de vapeur de Calcium, diffèrent en somme peu des facules qu'ils surpassent cependant en nombre et en étendue. Plus abondants et plus vastes dans les « zones royales », ils se montrent à toutes les latitudes. Ils participent à l'accélération équatoriale de Carrington et si les petits, ceux qui constituent le réseau chromosphérique, ne cessent jamais d'être visibles, la fréquence des plus grands obéit à la période de 11 ans.

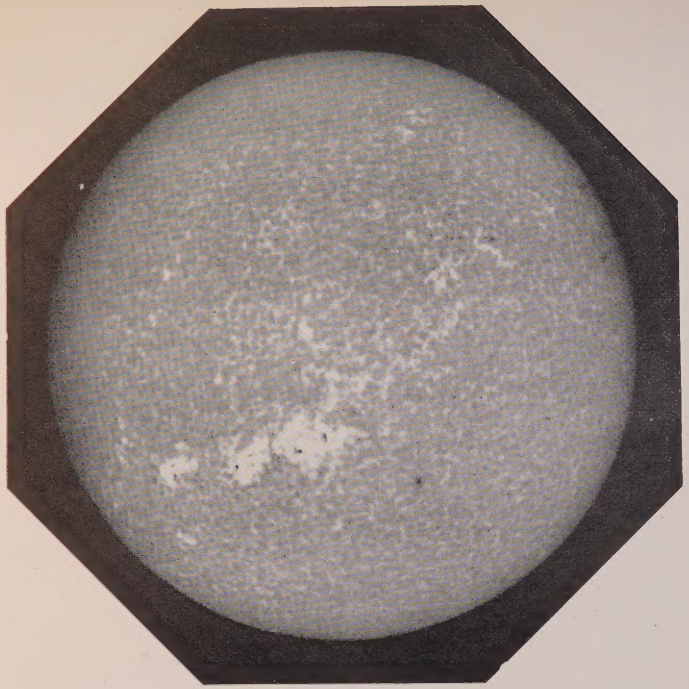
Mais la couche supérieure du Calcium K_3, reconnue tout d'abord par MM. H. Deslandres et L. d'Azambuja (1), est peut-être plus intéressante encore. On n'y voit plus guère les flocculi ; en revanche de nouveaux objets apparaissent : ce sont des sortes de traînées sombres qui traversent parfois le Soleil entier et auxquelles on a donné le nom de *Filaments* (Pl. X). D'autres lignes similaires, beaucoup moins nettes, complètent çà et là ce singulier lacis : ce sont les « alignements ».

Les images fournies par la raie rouge H_α de l'Hydrogène et étudiées par M. Hale offrent un tout autre caractère que celles du Calcium. On y note quelquefois des indices de mouvements confus très généralisés et qui, plus accentués autour des taches, font parfois penser à des tourbillons (Pl. VIII) : ce sont les « Solar Vortices » des Américains. On voit aussi sur ces épreuves les filaments et c'est même sur l'une d'elles qu'ils ont été découverts (2).

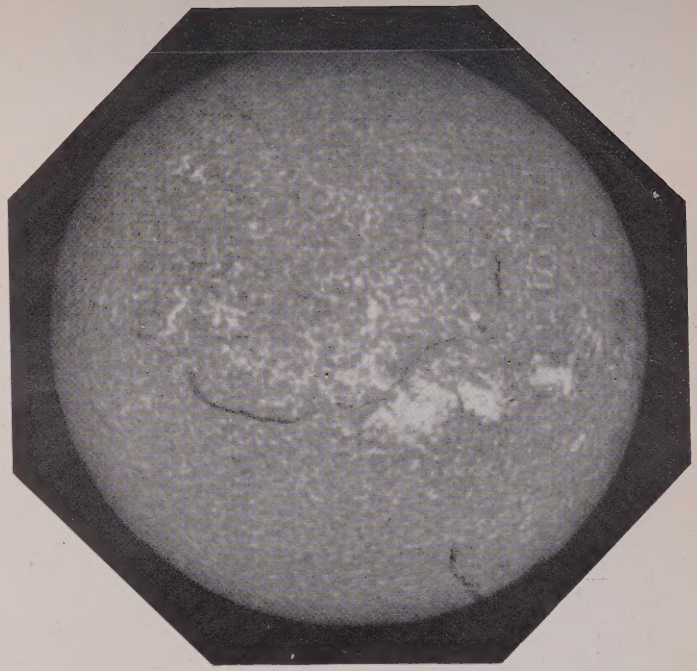
Les premiers clichés du Mont Wilson étaient d'origine assez complexe : ils ne correspondaient pas au milieu même de la raie H_α, mais à une portion relativement forte de sa largeur. L'étude de celle-ci a été reprise à Meudon :

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 147, 1908, pp. 334. 467, 1016.

(2) G. E. Hale et F. Ellerman, *Astrophysical Journal*, t. XXVIII, 1908, p. 100. — Les mêmes astronomes avaient déjà observé en 1903 (*Publications of Yerkes Observatory*, t. III, part I) des objets analogues dans la couche moyenne du Calcium ; ils les appelaient de « longs flocculi noirs ».



Épreuve spectrohéliographique du Soleil.
Couche moyenne K_2 du Calcium, 20 novembre 1908.
(Cliché de l'Observatoire de Meudon).



Épreuve spectrohéliographique du Soleil (Réseau).
Couche supérieure K_3 du Calcium, 20 novembre 1908.
(Cliché de l'Observatoire de Meudon).

MM. Deslandres et d'Azambuja (1) en ont isolé la région centrale et les résultats obtenus, fort beaux et d'une pureté remarquable (Pl. XI), n'ont plus montré les « vortices » mais bien les seuls filaments, avec une structure fibreuse particulière du disque entier. Les flocculi ont presque entièrement disparu. Nous avons affaire cette fois à la couche supérieure de la chromosphère, plus haute encore que les trois couches que nous avions distinguées avec le Calcium.

On peut songer à préciser l'influence de tous ces changements d'altitude sur l'aspect des taches et des facules. Elle est fort nette et vient corroborer l'exactitude des interprétations précédentes des clichés obtenus. Quand on examine les épreuves prises avec la vapeur de Calcium, on constate qu'à mesure que l'on s'élève les facules grandissent et les noyaux des taches diminuent, pour disparaître complètement dans la couche supérieure. L'apparition des filaments dans la couche K_3 caractérise les hautes régions de la chromosphère et l'on ne voit guère qu'eux plus haut encore, sur les épreuves de Meudon obtenues avec le centre de la raie rouge (H_α) de l'Hydrogène.

8. Les « Vortices » et les filaments. — Les clichés du Mont Wilson avaient, au début, donné à penser que des tourbillons d'Hydrogène entouraient normalement les taches : on avait même fondé là-dessus toute une théorie explicative des champs magnétiques qui furent signalés peu après dans les taches (2).

Une étude plus prolongée a montré qu'on s'était trop hâté de généraliser : c'est à peine si 1 fois sur 10 un tourbillon un peu net apparaît autour d'une tache. Dans ces cas-là on constate en général, pour l'Hydrogène, un mouvement centripète et descendant. On a vu à diverses reprises un phénomène curieux illustrer cette constatation : des filaments d'Hydrogène de la couche supérieure ont été attirés par des

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 148, 1909, pp. 1011 et 1235 et t. 149, 1909, p. 521.

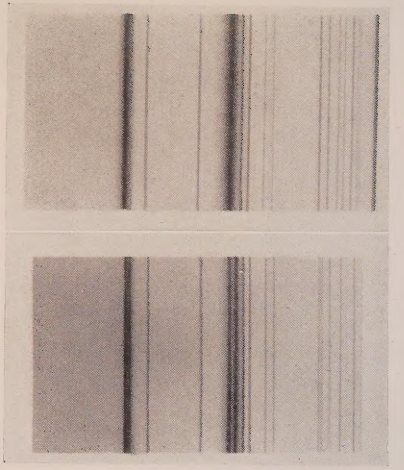
(2) Voir plus loin p. 274.

taches, puis sucés par elle et on a pu suivre leur sort par le menu, grâce à des clichés spectrohéliographiques successifs. Les recherches spectroscopiques de M. Ch. E. St John (1) montrent d'ailleurs qu'il n'y a là rien qui doive nous étonner puisqu'il est établi que les vapeurs de la couche haute prises dans leur ensemble s'engouffrent de haut en bas dans le noyau des taches.

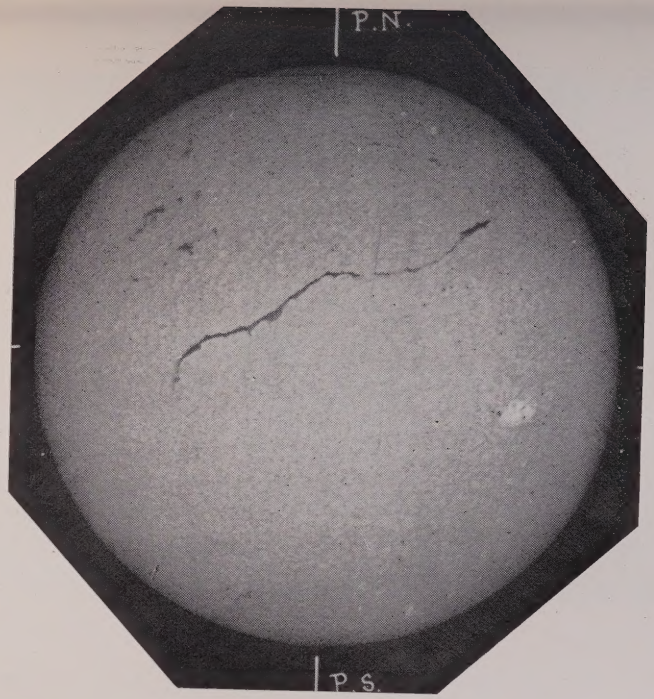
Quant aux filaments, leur véritable nature a longtemps soulevé bien des discussions. Ils manifestent dans certains cas des vitesses radiales qui permettent de se les représenter comme des tourbillons à axe horizontal, parallèle par suite à la photosphère. Mais les recherches statistiques de M. O.-J. Lee (2) ont fait présumer il y a quelques années leur intime connexion avec les protubérances du bord solaire : les observations faites au Mont Wilson en 1916 (3) n'ont pas tardé à corroborer cette conclusion. Enfin les épreuves successives de M. F. Ellerman (4), du Mont Wilson également, ont établi d'une façon indiscutable que, quand un filament « sombre » arrive au bord du disque, il se transforme en une protubérance nettement visible sur les clichés. Les filaments sombres de l'Hydrogène ne sont donc pas autre chose que les protubérances projetées sur le disque et la reconnaissance de cette identité, déjà soupçonnée à la vérité, vient ainsi compléter les résultats du spectrohéliographe : comme l'a dit un des créateurs de la méthode, c'est bien la chromosphère tout entière, sans en rien excepter, qui nous est ainsi révélée (Pl. XII).

9. Extension des découvertes spectrohéliographiques à d'autres étoiles que le Soleil. — Il était à prévoir que les faits importants résumés dans tout ce qui précède ne sont pas limités à notre seul Soleil. Un très grand nombre d'étoiles — la majorité peut-être — ont des spectres analogues au

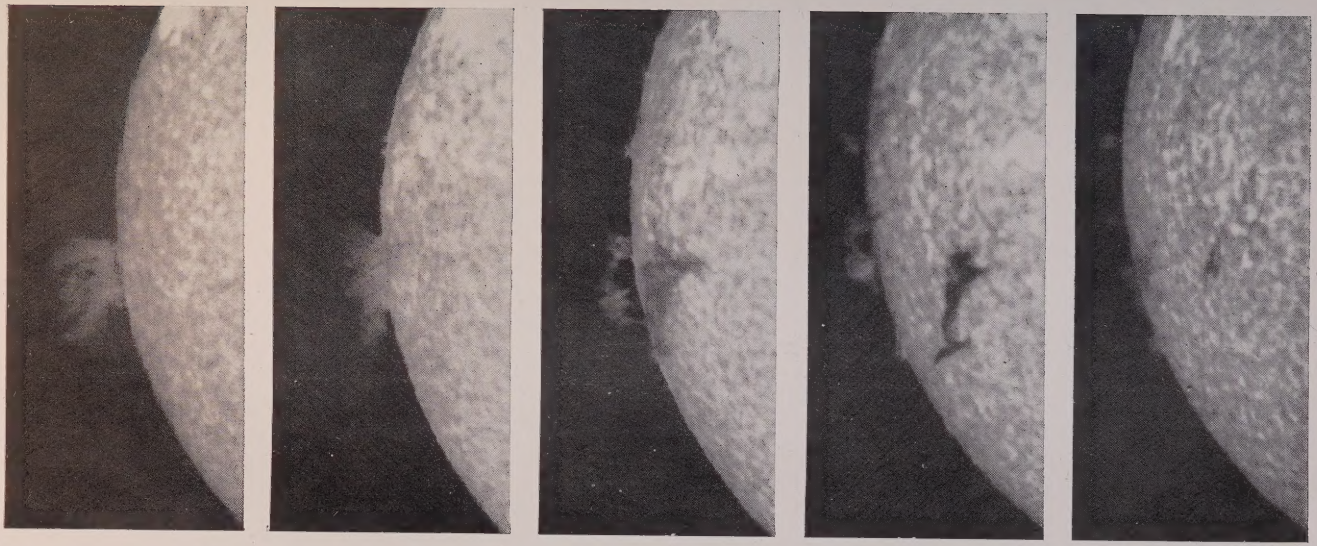
(1) Voir p. 282.
(2) *Astrophysical Journal*. t. XIV, 1917, p. 206.
(3) *Report of the Mount Wilson Solar Observatory*, 1916.
(4) *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXI, 1919, p. 16.



Comparaison des raies H et K dans le Soleil (en haut) et dans α Bootis, Arcturus (en bas).
(H. Deslandres et V. Burson)
(Cliché de l'Observatoire de Meudon).



Épreuve spectrohéliographique du Soleil.
Couche supérieure H_α de l'Hydrogène, 20 juillet 1922.
(Cliché de l'Observatoire de Meudon).



22 mai, à 9 h. 0 m. | 23 mai, à 9 h. 31 m. | 24 mai, à 9 h. 29 m. | 25 mai, à 9 h. 48 m. | 26 mai, à 8 h. 15 m.

PASSAGE D'UNE PROTUBÉRANCE REMARQUABLE AU BORD EST DU SOLEIL DU 22 AU 26 MAI 1920.

Raie K_3 du Calcium.

(Cliché de l'Observatoire de Meudon, L. d'Azambuja).

sien et l'on devait s'attendre à y rencontrer les mêmes particularités.

L'extrême éloignement des étoiles, la faiblesse relative de leur lumière rendaient bien délicate l'extension ainsi suggérée. La difficulté a cependant été vaincue grâce surtout aux efforts persévérants poursuivis à Meudon par M. H. Deslandres et son assistant M. V. Burson (1).

Déjà, en 1913, K. Schwarzschild et G. Eberhard (2) avaient indiqué trois étoiles dont les spectres révèlent brillantes les raies H_2 et K_2. MM. Deslandres et Burson en ont découvert beaucoup d'autres (Pl. XI) ; ils en ont même trouvé — notamment β Draconis et ε Geminorum — où les raies sombres H_3 et K_3 sont nettement visibles, comme dans le Soleil, au milieu de chacune des deux raies brillantes H_2 et K_2.

On est amené à conclure de là que les étoiles en question, non seulement ressemblent au Soleil au point de vue de leur constitution physique, mais aussi que leurs chromosphères sont plus étendues encore que la sienne, car le Soleil, observé avec la dispersion relativement faible employée pour ces étoiles (3), ne laisserait rien voir du phénomène.

Tout semble donner à penser que nous avons affaire là à des étoiles « géantes », du genre de celles où MM. Walter Adams et A. Kohlschütter (4) ont reconnu la présence habituelle des raies d'étincelle dont les raies chromosphériques font d'ailleurs partie.

Il est bon d'ajouter que les étoiles solaires proprement dites, c'est-à-dire celles de la classe G, ne sont pas seules à présenter ces caractères ; beaucoup d'étoiles de classe K et quelques-unes de classe M (telle Bételgeuse) le présentent également (5).

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 172, 1921, pp. 405 et 729. Et aussi t. 175, 1922, p. 121

(2) *Astrophysical Journal*, t. XXXVIII, 1913, p. 293.

(3) Prisme-objectif constitué par un objectif de 10 cm. de diamètre et 80 cm. de foyer, précédé de 1 ou 2 prismes de flint de 61° d'angle réfringent.

(4) Voir plus loin p. 513.

(5) H. Deslandres et V. Burson, note citée de 1922.

CHAPITRE IV

LES ÉCLIPSES DE SOLEIL

1. Conditions d'observation des Eclipses. — C'est par le récit d'une éclipse de Soleil que s'ouvre l'Histoire de l'Astronomie et les premiers astronomes dont les noms — peu glorieux à la vérité — nous soient parvenus sont ceux dont les Annales Chinoises de l'an **2137** avant Jésus-Christ nous apprennent le sort funeste (1). Depuis cette époque reculée, l'intérêt scientifique des éclipses de Soleil a été croissant. Outre qu'elles constituent, pour les archéologues, un moyen précieux, souvent le seul, de vérifier les dates, il y a malheureusement encore des phénomènes solaires importants — un surtout, la Couronne — qu'on ne peut voir qu'aux éclipses. Aussi les principales nations du monde envoient-elles en chacune de ces occasions des missions spéciales dans les régions les plus favorables, afin de profiter le mieux possible des courts instants disponibles.

Les Eclipses de Soleil peuvent être partielles, annulaires ou totales. On peut faire certaines observations utiles, de position principalement, aux éclipses partielles et annulaires; mais les éclipses totales sont de beaucoup, à tous égards, les plus intéressantes. Leurs conditions d'observation, heures des contacts, trajectoire suivie sur le globe par l'ombre de la Lune, etc., sont données par la « Connaissance des Temps » deux ou trois ans d'avance. Il y a ainsi, chaque année, de deux à cinq éclipses qui, comme on sait, reviennent périodiquement à intervalles de **18** ans **11** jours (période du Saros).

(1) Ils s'appelaient Hsi et Hô. Incapables de prédire l'éclipse, on les trouva ivres au moment critique et ils furent aussitôt mis à mort...

En un lieu donné, on observe en moyenne une éclipse totale tous les 360 ans, ce qui suffit à montrer la rareté du phénomène. Aucune éclipse ne dure jamais plus de 7^m40^s (1) dans la phase de totalité ; une éclipse de 6^m est déjà rare et une de 3 ou 4^m est en général considérée comme très favorable. La largeur de l'ombre, c'est-à-dire, pratiquement, de la ligne où il faut se placer pour observer, ne peut excéder 267 kilomètres; elle oscille d'ordinaire entre 80 et 160 kilomètres.

Les principales recherches à faire aux éclipses peuvent se répartir en quatre groupes : 1° les études d'Astronomie de position (heures des contacts, recherche de planètes voisines du Soleil, photographies destinées à vérifier la Théorie de la Relativité, etc.) ; 2° la photographie du Spectre-Eclair ; 3° l'étude de la Couronne (forme, spectre, polarisation...) ; 4° enfin l'observation de phénomènes météorologiques tels que la marche de la température ou de la pression barométrique, l'ionisation de l'atmosphère, les ombres volantes, etc. : ces dernières recherches ne rentrent pas dans le cadre de cet ouvrage.

2. Travaux courants d'Astronomie de position. — Nous insisterons peu sur les observations des contacts. Elles permettent de vérifier les théories de la Lune et du Soleil. La Lune traverse en apparence le disque solaire de l'Ouest à l'Est (dans le même sens qu'elle masque les étoiles lors des occultations) et les deux astres sont quatre fois en contact, deux fois extérieurement, au début et à la fin de la totalité, et deux fois intérieurement. Les observations se font avec les moyens habituels, soit à l'œil et à l'oreille, soit, ce qui est bien préférable, à l'aide d'un chronographe enregistreur.

Les éclipses fournissent aussi une occasion d'élucider la question des planètes intramercurielles ; l'affaiblissement de l'éclairement du Ciel au voisinage du Soleil doit permettre de les voir plus facilement, si elles existent, qu'en temps normal. De pareilles planètes ont été parfois invoquées pour

(1) D'après M. C. T. Whitmell, *Monthly Notices*, t. LX, 1900, p. 435.

rendre compte du déplacement du périhélie de Mercure : on n'a jamais réussi à en voir une seule d'une façon certaine (1). — On s'est demandé également s'il n'existait pas quelque petit astre en l'un des points « triangulaires » de Lagrange, c'est-à-dire en l'un des points du plan orbital de Mercure qui forment avec cette planète et le Soleil un triangle équilatéral. Lagrange a en effet démontré qu'un corps qui serait une fois parvenu avec une certaine vitesse en un pareil point y demeurerait toujours, sans s'en écarter jamais beaucoup : il pourrait donc se former là tout au moins des agglomérations de météorites. On connaît d'avance les coordonnées des deux points du Ciel à étudier : il n'y a qu'à prendre, durant une éclipse, une photographie des deux régions. Jusqu'à présent on n'a jamais rien trouvé.

3. Essais de vérification de la Théorie de la Relativité (2). — On sait que les théories modernes sur la constitution de la matière et aussi le Principe de Relativité tel qu'on le concevait il y a vingt ans exigent que l'énergie soit douée d'inertie. Des expériences fort précises (celles d'Eötvös) ayant établi la stricte proportionnalité de la pesanteur à l'inertie, un rayon lumineux venant d'une étoile doit, en passant près du Soleil, être attiré par lui et décrire non pas une ligne droite, mais bien une branche d'hyperbole : les asymptotes de celle-ci forment un petit angle qu'on peut calculer pour chaque valeur de la plus courte distance au Soleil en considérant la lumière comme un projectile dont la vitesse serait de 300.000 kilomètres par seconde.

D'autre part, M. A. Einstein a été conduit vers 1915 à généraliser la Théorie de la Relativité et à chercher une forme de loi d'attraction qui, à l'encontre de celle de Newton, serait entièrement indépendante du choix des axes de coordonnées. La loi qu'il a obtenue, très voisine de la loi

(1) Il est à peu près sûr qu'une planète de 8e grandeur aurait déjà été vue et il en faudrait des myriades de cette importance pour expliquer l'anomalie du périhélie de Mercure.

(2) Pour tout ce paragraphe, voir l'ouvrage de A.-S. Eddington, *Espace, Temps et Gravitation*, trad. Rossignol, Paris, Hermann, 1921.

de Newton, ne s'en distingue que par quelques phénomènes peu apparents qu'elle exige, notamment : 1° un déplacement séculaire du périhélie de Mercure qui se trouve différer fort peu de celui observé, dont l'explication, depuis Le Verrier, a été vainement cherchée ; 2° un léger décalage vers le rouge — encore très discuté — des raies spectrales solaires ; enfin 3° une déviation de la lumière par les corps attirants, exactement double de celle dont nous venons de parler.

Si donc l'on photographie simultanément le Soleil et les étoiles voisines — ce qui n'est guère possible que lors des éclipses — celles-ci doivent paraître légèrement relevées, comme s'il y avait réfraction dans l'atmosphère solaire, par rapport à la position qu'elles auraient si le Soleil n'était pas là. La déviation doit être avec la loi d'Einstein double de ce qu'elle serait avec la loi de Newton et, dans les deux cas, en raison inverse de la distance apparente de l'étoile au centre du Soleil.

Afin de vérifier ces déductions et de décider entre les deux lois, des observations soignées ont été entreprises lors de l'éclipse du 29 mai 1919 par M. A. S. Eddington à l'Ile du Prince (Golfe de Guinée) et par M. A. C. D. Crommelin à Sobral (Brésil). Les résultats ont été favorables à la loi d'Einstein. — A l'éclipse du 21 septembre 1922, en Australie, la question a été reprise par MM. W. W. Campbell et R. J. Trumpler (1), de l'Observatoire Lick, avec toutes les précautions imaginables. Les mesures ont donné, comme moyenne générale de quatre paires de clichés (118 étoiles) et pour la déviation au ras du bord solaire : $1'',72 \pm 0'',11$. La théorie d'Einstein donne $1'',745$. L'accord entre les deux résultats paraît remarquable. Pourtant les discussions théoriques (2) ont été longues sur cette importante question et l'intérêt primordial qui s'y attache fait prévoir qu'elle n'est pas encore épuisée.

(1) *Lick Observatory Bulletin*, t. XI, 1924, n° 346, p. 41.

(2) Voir à ce propos : Sir Joseph Larmor, *Monthly Notices*, t. LXXX, 1919, p. 118. Et aussi *Philosophical Magazine* (série 6), t. XLV, 1923, p. 43.

4. Spectre-Eclair. — Les éclipses de Soleil fournissent une occasion très précieuse d'étudier le spectre d'émission de la couche renversante et par suite de vérifier de façon complète la loi de Kirchhoff dans le cas du Soleil. Juste avant le commencement et après la fin de la totalité, la Lune ne laisse à découvert qu'un croissant très effilé du Soleil. Les pointes de ce croissant brillent alors d'une lumière émanant uniquement de l'atmosphère solaire, à l'exclusion de

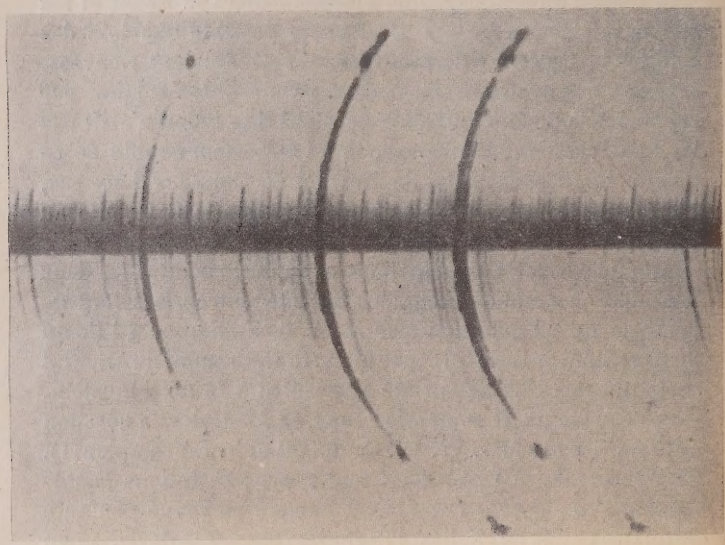


Fig. 60. — Spectre-éclair (négatif). Région H et K. — Eclipse du 30 août 1905. Mission de l'U. S. Naval Observatory (d'après S. A. Mitchell).

celle du spectre continu, émise par le disque. On doit donc, en ces endroits, si l'explication classique du spectre solaire est exacte, voir brillantes les raies noires de Fraunhofer.

Il en est bien ainsi. — En photographiant, aux instants voulus, le spectre au prisme-objectif (1), on obtient ce

(1) Un excellent appareil pour étudier sommairement, aux Eclipses, le spectre-éclair (ou celui de la Couronne) est la Jumelle spectroscopique préconisée par M. E. W. Maunder. C'est une jumelle ordinaire dans l'un des tubes de laquelle on a interposé soit un prisme à vision directe, soit un réseau.

ce qu'on appelle le spectre-éclair (flash-spectrum) (fig. 60), c'est-à-dire autant d'images des pointes du croissant solaire que la couche absorbante du Soleil contient de radiations et ces pointes sont d'autant plus longues qu'il s'agit de corps s'étendant plus haut au-dessus de la photosphère. C'est de cette façon que M. L. E. Jewell en 1900 (1) a pu établir un tableau tel que le suivant, où les hauteurs auxquelles s'élèvent les diverses vapeurs sont indiquées en regard de leurs poids atomiques :

Elément.	Ca	H	He	Mg	Ti	Sr	Al	Sc	Ba	Na	Fe	Y	Mn	Va	Zn	Cd
Poids atomique . . .	40	1	4	24	48	88	27	44	137	23	56	89	55	51	65	112
Haut. (milliers de km.)	24	12,8	12	8	5,6	5,6	2,8	2·8	2,4	1,6	1,6	1,6	1,3	0,32	0,24	0,02

On peut aussi, comme l'a fait le 30 avril 1905 M. S. A. Mitchell (2), employer un réseau concave de Rowland : c'est peut-être la meilleure méthode ; elle n'exige aucune autre pièce optique. — En disposant un spectroscope à fente de façon que la fente, tangente au bord solaire, vienne toucher l'extrémité du croissant, on observe encore le spectre-éclair (Pl. VI). Mais l'expérience est, dans la pratique, délicate car le point à viser se déplace très vite le long du bord solaire et il faut le suivre en manœuvrant sans cesse les rappels de la lunette ou du cœlostat, ce qui n'est pas toujours facile.

Quel que soit le procédé employé, on obtient ainsi à la fois le spectre de la chromosphère et celui de la couche renversante. On constate alors que ce dernier coïncide pratiquement avec celui de Fraunhofer (3) : toutes les raies sombres du second se retrouvent brillantes dans le premier et inversement (à l'exception bien connue des raies de l'Hélium et des dernières raies de l'Hydrogène) : seules les intensités

(1) *Astrophysical Journal*, t. XI, 1900, p. 234.

(2) S. A. Mitchell, *Eclipses of the Sun*, 1923, pp. 220 et suiv. (New-York, Columbia University Press). Et aussi *Astrophysical Journal*, t. XXXVIII, 1913, p. 407.

(3) Mitchell, *loc. cit.*, p. 233. — Il n'y a pas, en général, entre les longueurs d'onde des raies des deux spectres de différences supérieures à 0,02 Å, ce qui correspond à la limite de précision des observations.

diffèrent ; mais ces divergences sont liées à la remarque qui va suivre.

Il y a en effet dans les résultats trouvés un point assez énigmatique. Quand on jette les yeux sur le tableau précédent, on y voit que si la répartition des divers éléments en hauteur est parfois conforme à l'ordre des poids atomiques, les éléments les plus lourds restant fréquemment confinés dans les couches basses, il y a de nombreuses exceptions. Une surtout est remarquable : les raies H et K du Calcium s'observent plus loin de la photosphère, semble-t-il, que celles de l'Hydrogène, ce qui est d'autant plus curieux que les autres raies du même élément ne manifestent pas cette particularité. L'explication de l'anomalie réside en partie dans le fait que les divers éléments n'émettent pas leur spectre avec une égale facilité ; mais elle a été donnée surtout par les recherches récentes (1) concernant les gaz ionisés. Certaines raies spectrales, les raies d'arc, sont émises par l'atome neutre ; d'autres, les raies dites « renforcées » ou d'étincelle, par l'atome ionisé, c'est-à-dire ayant perdu un ou plusieurs électrons. Or, dans un gaz lumineux, le pourcentage des atomes ionisés est d'autant plus grand que la température est plus haute, mais aussi que la pression est plus basse. Dans les hautes régions de la chromosphère où la raréfaction est extrême, il est donc naturel de rencontrer le Calcium ionisé, dont les raies H et K sont les principales. Les autres éléments donnent lieu à des remarques analogues.

Avant la mise en service de très grands instruments, on n'avait jamais pu que fort exceptionnellement, à cause de la très faible épaisseur (1 ou 2″) de la couche renversante, observer son spectre (c'est-à-dire le spectre-éclair) en temps normal. On y réussit couramment maintenant au Mont Wilson (2) depuis 1913, depuis qu'on dispose là de grandes images solaires directes atteignant 42 centimètres de diamètre.

(1) Voir p. 531.

(2) *Mount Wilson Solar Observatory, Annual Reports* et *Contributions*, nos 41 (1909) et 95 (1915).

Une des principales conséquences de ces observations a été de nous montrer que la distinction entre les diverses couches de l'atmosphère solaire n'est pas aussi tranchée qu'on l'a cru longtemps (1) : les mots de chromosphère, de couche renversante et de photosphère ne doivent pas être pris dans un sens absolu et l'absorption a lieu en réalité, pour chaque élément, sur une grande épaisseur.

5. La Couronne : aspect général. — La Couronne, l'auréole qui environne le Soleil éclipsé est de beaucoup son caractère le plus saillant et celui à l'étude duquel on consacre encore le plus d'efforts. Ce magnifique phénomène est connu de toute antiquité : sa vue soulève toujours chez ceux qui en ont été témoins la plus vive admiration.

Pendant la totalité, la Lune, entièrement noire, est souvent entourée par places de flammes roses : ce sont des protubérances. Parfois aussi, aux éclipses de très courte durée, on aperçoit quelques points blancs brillants, les « grains de Baily » (2), simplement dus à la lumière photosphérique qui se glisse dans les dépressions ou dentelures de la surface lunaire. Mais la Couronne s'étend bien au delà de tous ces appendices immédiats du Soleil. Sa couleur est d'un gris perlé ; de longs filaments ou panaches s'en échappent et peuvent aller très loin, jusqu'à 10 diamètres solaires, tandis que des brèches obscures, issues du bord même de la Lune, séparent les différents panaches.

La Couronne est invisible en dehors des éclipses : c'est à peine si on la voit quelques secondes avant ou après la totalité. On a fait de nombreuses tentatives pour la photographier en temps normal : aucune n'a réussi. Ces insuccès tiennent à ce que l'intensité de la lumière coronale est comparable à celle du fond du Ciel ; le spectre de la Couronne étant, lui aussi, principalement continu, il est très difficile de lui appliquer la méthode qui réussit si bien pour les protubérances (3).

(1) Mitchell, ouvrage cité, p. 242.

(2) Miss A. Clerke, *History of Astronomy during the XIXth Century* 4e édit., 1902 (Londres, A. et C. Black), p. 62.

(3) Voir p. 156.

On a longtemps hésité à attribuer à la Couronne une origine purement solaire et non atmosphérique ou optique : il n'y a plus de doute aujourd'hui. Sans parler du caractère spécial du spectre coronal, la photographie a en effet prouvé qu'à une même éclipse le phénomène offre à peu près exactement la même apparence en des lieux très différents (1).

Par contre la Couronne change d'aspect d'une éclipse à l'autre, en redevenant à peu près semblable à elle-même tous les 11 ans (2). Aux époques de maximum (Pl. XIII) des taches, elle est très étendue, dans toutes les directions à peu près pareillement : c'est alors que, toutes choses égales, son éclat est le plus grand. Aux époques de minimum (Pl. XIV) au contraire, la Couronne est moins vaste; mais elle va beaucoup plus loin à l'équateur qu'aux pôles solaires : de longs panaches issus des latitudes moyennes semblent se rabattre sur le plan équatorial, alors qu'aux deux pôles de petits filaments incurvés rappellent singulièrement l'apparence des lignes de force d'une sphère uniformément aimantée (fig. 98, p. 285). En même temps, la luminosité générale de l'auréole est moindre qu'au maximum de l'activité solaire.

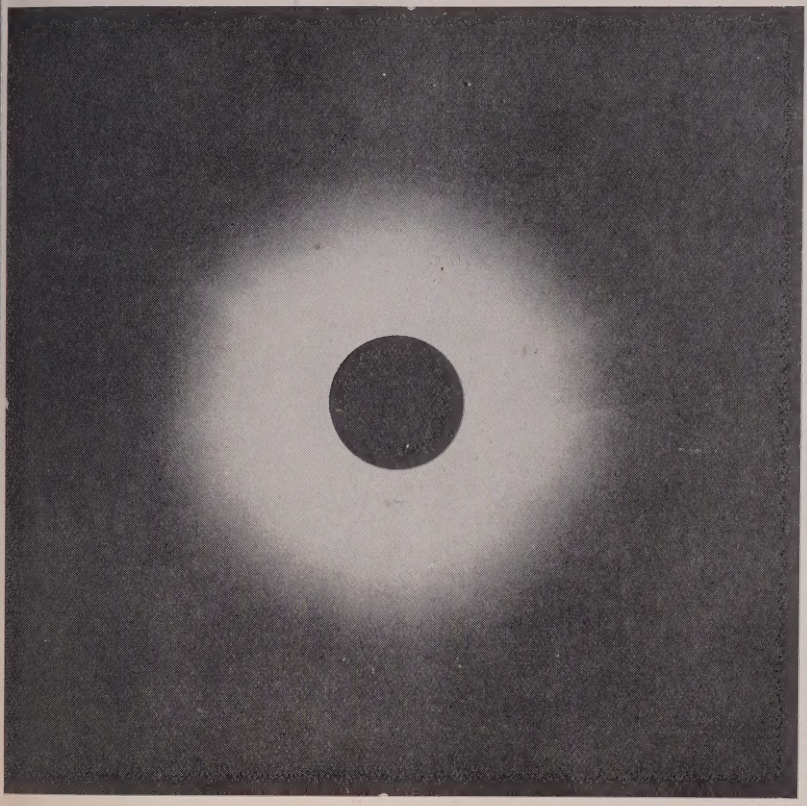
Les panaches de la Couronne partent donc nettement, lors des minima, de la région habituelle des taches et des protubérances éruptives. On peut se demander si les jets coronaux individuels émanent *toujours* soit de taches, soit de perturbations locales de la chromosphère. Il est difficile de répondre catégoriquement à cette question, car nous ne voyons qu'en projection un phénomène à trois dimensions. Il semble cependant qu'il en soit effectivement ainsi (3) et c'est là, on le conçoit, un point très important.

6. Intensité de la lumière coronale. — L'éclat de la Couronne est difficile à apprécier : les protubérances et la chromosphère, qui forment parfois des festons rouges au bord

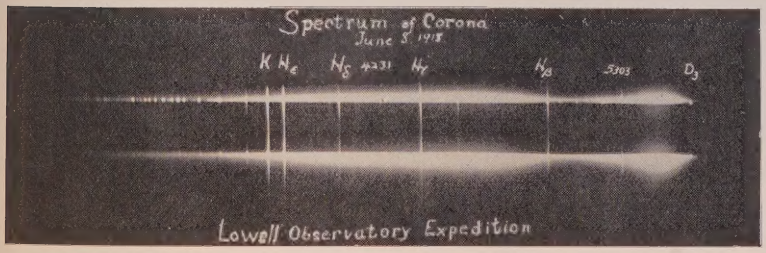
(1) Voir là-dessus : Mitchell, ouvrage déjà cité, p. 324.

(2) Voir notamment : G. Bigourdan, Les Eclipses de Soleil, Notice de l'*Annuaire du Bureau des Longitudes pour 1906*, p. A 74.

(3) Miss A. Clerke, *Problems in Astrophysics*, 1903 (Londres, A. et C. Black), p. 129.



La Couronne solaire à l'éclipse du 30 août 1905 (époque de « maximum »).
(Mission de l'U. S. Naval Observatory, à Daroca, Espagne).



Spectre de la Couronne solaire à l'éclipse du 8 juin 1918.
(Cliché de l'Observatoire Lowell).

La Couronne solaire à l'éclipse du 28 mai 1900 (époque de « minimum »).
(E. E. Barnard et G. W. Ritchey).

de la Lune et qui sont plus brillantes que la Couronne elle-même, suffisent à vicier les mesures, par ailleurs fort délicates. On pourrait croire que la luminosité du Ciel intervient aussi : ce n'est pas exact. La largeur de la zone de totalité étant de l'ordre de la hauteur de l'atmosphère terrestre, les seuls points de celle-ci qui peuvent recevoir directement de la lumière photosphérique sont à plusieurs dizaines de degrés du Soleil et le Ciel, au voisinage de ce dernier, ne reçoit de lumière que de la Couronne.

L'intensité totale de la Couronne varie, nous l'avons dit, avec les années : elle oscille entre 1/2 fois et 1 fois celle de la Pleine Lune, suivant qu'on se trouve au minimum ou au maximum des taches ; mais ces chiffres sont assez incertains. — Voici quelques-unes des mesures *visuelles* les plus dignes de foi, la lumière totale de la Pleine Lune étant prise pour unité (1) :

Eclipse	Intensité totale de la Couronne	Auteurs
1886	0,8	Abney et Thorpe (2)
1889 (janvier)	0,4	Leuschner (3)
1893	1,1	Abney et Thorpe (4).
1905	0,75	Ch. Fabry (5).

On a fait aussi, à diverses reprises, des mesures photographiques (6) : les chiffres obtenus sont très discordants et en général beaucoup moins élevés que les précédents, vraisemblablement plus voisins de la vérité.

Une des observations les plus récentes est celle de MM. J. Kunz et J. Stebbins (7) lors de l'éclipse du 8 juin

(1) L'activité solaire était maxima aux époques suivantes : 1883,9 1894,1 1906,4 1917,6 et minima aux dates : 1878,9 1889,6 1901,7 1913,4.

(2) *Philosophical Transactions*, vol. 108 A, 1889, p. 363.

(3) *Lick Observatory Contributions*, t. I, 1889, p. 100.

(4) *Philosophical Transactions*, vol. 187 A, 1896, p. 433.

(5) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 141, 1905, p. 870.

(6) On en trouvera une liste dans : J. Kunz et J. Stebbins, *Astrophysical Journal*, t. XLIX, 1919, p. 150.

(7) Mémoire cité ci-dessus, pp. 137 à 152.

1918. Elle a été faite au moyen d'un photomètre à cellule photo-électrique au Potassium (1) (maximum de sensibilité : vers λ 448). MM. Kunz et Stebbins ont trouvé (2), pour l'intensité totale de la lumière coronale, 0,60 bougie-mètre et, comme rapport de cette intensité à celle de la Pleine Lune, 0,6.

La loi de variation de l'éclat apparent (par minute carrée) de la Couronne, en fonction de la distance au Soleil se traduit par une décroissance très rapide. M. H. H. Turner (3), à l'éclipse du 22 janvier 1898, a trouvé empiriquement pour l'éclat une formule de la forme $\frac{1}{r^6}$, r étant la distance au centre du Soleil. M. Ö. Bergstrand (4) a repris la question à l'éclipse du 21 août 1914 : ses observations photographiques lui ont donné la loi $\frac{1}{h^2}$, pour les points de la Couronne situés sur l'équateur solaire (h = distance au bord solaire); dans les autres directions, la loi est plus compliquée. — Ces recherches, encore à leurs débuts, ne concernent que la distribution apparente de la lumière coronale. Un problème tout différent quoique lié au précédent, est celui de sa répartition réelle, *dans l'espace* : résolu théoriquement par M. H. G. Block (5), il comporte des développements mathématiques aussi intéressants en eux-mêmes que par leur évidente portée touchant la constitution de la Couronne. Là aussi cependant, nous devons attendre des données d'observation plus nettes.

Chose curieuse, le disque de la Lune paraît d'ordinaire sensiblement plus noir que le fond du Ciel loin de la Couronne. La différence est à la vérité moins grande qu'elle ne le semble à première vue. Elle est certainement due en partie à l'éclairement diffus du Ciel, provenant de la Couronne;

(1) Voir p. 76.

(2) Il est à remarquer qu'à l'éclipse de juin 1918, les protubérances étaient fort belles : leur influence sur les mesures dont nous parlons ici n'a pas dû être négligeable, bien que difficile à évaluer exactement.

(3) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. LXVIII, 1901, p. 36.

(4) *Etudes sur la distribution de la lumière dans la Couronne solaire*, par Œsten Bergstrand, Stockholm, 1919 (Paris, C. Klincksieck).

(5) *Sur la Répartition dans l'espace de la matière coronale*, Stockholm, 1924 (Paris, C. Klincksieck).

M. P. Salet (1) a montré que les météorites, qui entourent très probablement le Soleil et dont on peut évaluer le nombre approché par celui des étoiles filantes que rencontre la Terre, peuvent diffuser assez de lumière solaire pour expliquer le phénomène.

7. Spectre de la Couronne. — Le spectre de la Couronne est complexe (Pl. XIII). On y trouve d'abord un fond continu, relativement très intense, dont le maximum de luminosité est plus voisin du rouge (2) que dans le spectre solaire ordinaire. Ce spectre est parfois, mais non toujours, interrompu par quelques-unes des principales raies de Fraunhofer telles que les raies H et K du Calcium. Ces raies ont été photographiées par M. le Comte de la Baume-Pluvinel (3) à l'éclipse de 1893. Elles s'observent souvent, quand on les voit, loin du Soleil : ce fut le cas notamment aux époques de maximum de 1871, 1882, 1893 et 1905.

On s'est beaucoup demandé si ces raies de Fraunhofer ne provenaient pas de l'atmosphère terrestre et la plupart des spécialistes inclinaient à le croire jusque dans ces derniers temps. La question est tranchée maintenant (4). A l'éclipse du 21 septembre 1922, en Australie, le spectre de la Couronne extérieure révéla nettement les raies noires si discutées — surtout celles de longueur d'onde inférieures à Hγ, dans la région où le spectre continu coronal est le moins intense — alors que, plus loin du Soleil, aucune trace de ces raies n'apparaissait. Comme ce jour-là le Ciel était d'une clarté par-

(1) P. Salet, Sur l'auréole qui semble entourer la Couronne pendant les Eclipses totales, Turin, 1912 (Extrait des *Saggi di Astronomia Popolare*).

(2) H. Deslandres, *Annales du Bureau des Longitudes*, t. V, 1897, p. C 42. — Nous avons nous-même observé le même fait à l'éclipse de 1914 : il pourrait signifier que la Couronne est moins chaude que la photosphère, chose très naturelle. Pourtant les recherches bolométriques de M. C. G. Abbot ont semblé montrer la Couronne comme assez pauvre en radiations infra-rouges et le problème mérite d'être repris.

(3) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 117, 1893, p. 24.

(4) J. H. Moore, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXV, 1923, p. 59.

faite, sans la moindre brume, cette observation prouve clairement que les raies sombres de la Couronne sont dues à la réflexion diffuse de la lumière solaire par les particules coronales elles-mêmes et non par celles de notre atmosphère.

Outre ces raies noires, le spectre de la Couronne laisse voir, se détachant sur le fond continu, quelques raies brillantes spéciales d'intensités très capricieuses. La principale est la fameuse raie verte, dite du « Coronium ». Observée pour la première fois en 1869 par Ch. A. Young (1), W. Harkness (2) et Sir Norman Lockyer (3), elle a presque toujours été vue depuis. On l'a confondue longtemps avec la raie chromosphérique λ 5316 (ou 1474 de l'échelle de Kirchhoff) qui appartient au Fer. La vraie raie coronale semble unique, mais elle est un peu diffuse : elle a pour longueur d'onde approchée (4) 5303,1 et ne correspond à aucun corps connu. On l'attribue à un gaz hypothétique (plus léger que l'Hydrogène, a-t-on dit parfois), auquel, en attendant qu'on puisse l'isoler, on a donné le nom de Coronium. Rien ne prouve toutefois que ce gaz existe ou plutôt soit vraiment nouveau : la raie verte pourrait fort bien appartenir à un corps connu, sous un état physique non encore étudié, ionisé par exemple.

La raie λ 5303,1 n'est pas toujours observable. Aux époques de minimum des taches, elle est d'ordinaire plus faible et se voit moins loin du Soleil (à 8′ du bord tout au plus) (5) tandis qu'aux époques de maximum, plus brillante, elle s'étend aussi plus loin. A l'éclipse de 1914, elle était à peu près invisible (6) ; par contre une autre apparut, d'intensité analogue et d'origine indiscutablement coronale elle aussi : cette raie

(1) *American Journal of Science*, t. XLVIII (2e série), 1869, p. 377.

(2) *Washington Observations*, 1867, App. II, p. 60.

(3) Voir là dessus : P. Salet, *Spectroscopie Astronomique*, déjà cité, p. 286.

(4) A l'éclipse de 1918, MM. Campbell et Moore ont trouvé 5302,98 Å (Mission de Lick) ; MM. Adams, St. John et Miss Ware 5303,20 Å (Mission du Mont Wilson).

(5) J. H. Moore, *loc. cit.*

(6) On n'en trouve *pas la moindre trace* sur le cliché pris par nous à cette éclipse, où le spectre continu se voit pourtant fort nettement de l'extrême rouge à l'ultra-violet, des deux côtés du bord solaire.

était rouge et sa longueur d'onde avait pour valeur 6374,2 Å. Photographiée et signalée par MM. J. Bosler et H. G. Block à Strömsund (Suède) (1), elle fut également observée en Crimée par M. P. Carrasco (2). Elle ne semble pas avoir reparu avant l'éclipse du 24 janvier 1925, où elle fut photographiée et trouvée très forte par M. S. A. Mitchell (3).

Le spectre d'émission de la Couronne compte quelques autres raies. Voici les principales (4) de celles qui ont été vues — pas toujours simultanément — jusqu'en 1918 :

Liste des raies coronales

λ	Intensité	λ	Intensité	λ	Intensité
3328,2	Relat. forte	3648	Assez faible	4533,4	Faible
3359	Faible	3801,0	Id.	4567	Assez faible
3388	Très forte	3986,9	Relat. forte	4586	Id.
3455	Forte	4086,0	Id.	4779	Faible
3534	Faible	4231,4	Id.	5073	Id.
3601,3	Assez forte	4241	Faible	5118	Id.
3626	Faible	4244,8	Id.	5303,1	Très forte
3641,4	Assez faible	4311	Id.	5536	Faible
3643,0	Id.	4359	Assez faible	6374,2	Très forte

On sait que dans ces derniers temps une suite de généralisations hardies de la formule de Balmer a révélé de remarquables relations entre les longueurs d'onde des raies de beaucoup de corps simples et on entrevoit déjà le moment où le seul spectre d'un élément nous renseignera sur la constitution intime de ses atomes Le spectre propre de la Couronne a été l'objet de recherches analogues, de M. J. W. Nicholson (5) notamment ; mais il faudra attendre encore quelques éclipses pour que les résultats puissent en être regardés comme définitifs.

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 159, 1914, p. 766 (Voir aussi p. 669).

(2) Même recueil, même volume, p. 740.

(3) C. G. Abbot, *The Earth and the Stars*, Londres, 1925 (Chapman), p. 244.

(4) *Lick Observatory Bulletin*, t. X, 1918, p. 1 et aussi S. A. Mitchell, ouvrage cité, p. 329. — Nous avons écarté de notre liste les raies vues par *un seul* observateur.

(5) *Monthly Notices*, t. LXXVI, 1917, p. 415.

Nous n'avons pas mentionné ici les raies de l'Hydrogène ni les quelques raies chromosphériques que l'on note généralement dans la Couronne inférieure : elles ne lui appartiennent sans doute pas en propre.

La photographie du spectre de la Couronne pose le problème de sa rotation. Cette étude a été tentée plusieurs fois (1) : les difficultés inhérentes aux éclipses la compliquent beaucoup, quoiqu'en principe le problème diffère peu de celui de la rotation solaire elle-même. Qu'il nous suffise de dire que M. W. W. Campbell (2) a trouvé en 1898, en appliquant le principe de Doppler-Fizeau à la raie verte, une vitesse équatoriale de 3 km./sec. près du bord solaire et nous-même (3) en 1914, avec la raie rouge, une vitesse de 3,9 km./sec. Mais la question, vu son importance, mérite d'être reprise.

8. Polariscope de Savart. — Une autre recherche capitale est celle de la polarisation de la lumière coronale. Le procédé le plus simple pour l'étudier consiste peut-être à interposer entre l'objectif et la plaque d'une chambre photographique, un prisme bi-réfringent (4) : on obtient deux images de la Couronne, polarisées dans des plans perpendiculaires et leur différence d'intensité décèle le degré de polarisation.

Mais l'appareil le plus pratique est de beaucoup le Polariscope de Savart, modifié par Cornu. Ce précieux petit instrument est extrêmement sensible : on peut avec lui déceler, dans un faisceau, 1 0/0 de lumière polarisée. Il se compose, en principe, d'une lame de Savart, c'est-à-dire de deux lames de quartz, taillées à 45° par rapport à l'axe optique et superposées de façon que leurs sections principales soient rectangulaires. Une tourmaline, dont la section principale est à 45°

(1) Notamment par M. H. Deslandres (*Annales du Bureau des Longitudes*. t. VII, 1896) à l'éclipse de 1893.

(2) *Astrophysical Journal*, t. X, 1899, p. 186.

(3) J. Bosler, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 160, 1915, p. 434.

(4) C'est ainsi qu'a opéré notamment M. E. P. Lewis, de l'Observatoire Lick, à l'éclipse de 1918 (Mitchell, ouvrage cité, p. 341).

de celles des deux quartz, est placée juste devant l'œil et sert d'analyseur.

Un faisceau polarisé rectilignement qui tombe sur le système se décompose ainsi en deux autres, polarisés suivant les deux directions principales Ox et Oy de la lame de Savart. Considérons par exemple la composante Ox de la vibration incidente, composante que nous supposerons pour fixer les idées dans la section principale du premier quartz traversé : celui-ci ne la laisse passer que sous forme de rayon extraordinaire. Mais quand le rayon envisagé pénètre dans le second quartz, il ne peut, la double réfraction intervenant de nouveau, s'y transmettre que comme rayon ordinaire. — La composante Oy de la vibration incidente suit une marche inverse ; mais les chemins optiques parcourus dans le quartz par les deux composantes ne sont nullement égaux, ainsi que la construction d'Huygens suffit à le montrer.

La tourmaline ne laissant passer que les vibrations correspondant à sa section principale, l'observateur reçoit à la fois deux faisceaux ayant suivi dans la lame de Savart des trajets différents et susceptibles d'interférer. La différence de marche dépend évidemment de l'inclinaison du faisceau sur la lame et, toutes choses étant symétriques par rapport à la section principale de la tourmaline, on doit voir, quand on vise une plage éclairée par de la lumière polarisée, des franges parallèles à ladite section. Ces franges ont leur intensité maximum lorsque les vibrations incidentes lui sont elles-mêmes parallèles ou perpendiculaires. — La lumière non polarisée, dont les vibrations ont toutes les directions possibles, ne donne pas de franges et, toutes choses égales par ailleurs, les franges sont d'autant plus intenses que la proportion de lumière polarisée est plus forte, ce qui, par comparaison avec des sources connues, permet de l'évaluer. — En fait, on opère de plus en plus par la photographie ; mais, de toute façon, il faut prendre garde que les appareils d'observation (lunettes, télescopes, spectroscopes, etc.) ne viennent pas polariser artificiellement la lumière étudiée (1).

(1) Le Polariscope de Savart a été tout dernièrement l'objet de perfec-

9. Polarisation de la lumière coronale. — Les premières observations polariscopiques de la Couronne, celles de Secchi et Prazmowski, datent de 1860 (1). Lors de l'éclipse de 1878 (2), A. W. Wright trouva visuellement, par la méthode du prisme bi-réfringent, 11,20/0 de lumière polarisée à 7′ du bord lunaire et N. E. Dorsey (3), en 1900, 11 0/0 à 8′. R. W. Wood (4) obtint à la même éclipse, au moyen du polariscope de Savart, des chiffres du même ordre ; il nota de plus que la lumière du spectre de raies brillantes ne paraissait pas polarisée. D'autres observations intéressantes du même genre furent faites à plusieurs éclipses par M. H. H. Turner et par M. H. F. Newall (5). M. P. Salet (6) a en outre pu photographier les franges du polariscope en 1905 et il a ainsi reconnu que la polarisation s'étendait jusqu'au bord même de la Lune, c'est-à-dire qu'elle est sûrement d'origine coronale et non atmosphérique.

Un peu plus tard, R. K. Young (7), en examinant les clichés de M. C. D. Perrine pris aux éclipses de 1901, 1905 et 1908, constata que la proportion de lumière polarisée paraît croître d'abord rapidement à mesure qu'on s'éloigne du Soleil ; elle atteint 37 0/0 à 5′ du bord, puis elle décroît lentement (8). Comme il s'agit ici de radiations photographiques, ce chiffre ne peut être comparé directement aux résultats des observations visuelles : si l'on admet que la loi de Lord Rayleigh sur la réflexion diffuse (9) est applicable

tionnements importants de la part de M. Bernard Lyot, qui est ainsi parvenu à en accroître beaucoup la sensibilité (*Revue d'Optique*, t. V, 1926, p. 108).

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 51, 1860, p. 195.

(2) *Report of the U. S. Naval Observatory of the Total Eclipse of July 29*, 1878. On trouvera-là un excellent résumé des diverses méthodes polariscopiques applicables à la Couronne.

(3) *Publications of the U. S. Naval Observatory*, t. IV D, 1905, p. 117.

(4) *Astrophysical Journal*, t. XIII, 1901, p. 68.

(5) *Monthly Notices*, t. LXVI, 1906, p. 475.

(6) *Comptes Rendus de l'Acad. des Sc.*, t. 141, 1905, pp. 528 et 994.

(7) *Lick Observatory Bulletin*, t. VI, 1911, p. 166.

(8) Les panaches restent cependant polarisés jusqu'à leur extrémité.

(9) *Philosophical Magazine*, série 4, t. XLI, 1871, pp. 107, 274, 447 ; série 5, t. XII, 1881, p. 81 et t. XLVII, 1899, p. 375.

ici, un pourcentage de 11 0/0 dans la région visible (λ 5.600 Å) correspond à 33 0/0 dans la région actinique (λ 4.270 Å) : l'accord des nombres trouvés par les différents observateurs est donc aussi satisfaisant que possible. A l'avenir, il sera cependant préférable de remplacer les observations visuelles simples par des mesures photo-visuelles, c'est-à-dire d'opérer photographiquement à travers un écran jaune et sur plaque orthochromatique.

La direction du plan de polarisation est radiale, autrement dit ce plan passe par le centre du Soleil, le point visé de la Couronne et l'œil de l'observateur. La lumière à spectre continu des flammes n'étant pas polarisée, tout se passe donc comme si la Couronne brillait en grande partie d'une lumière réfléchie, évidemment empruntée au Soleil.

On s'est étonné, dans ces conditions, que les raies de Fraunhofer fussent en général presque invisibles, surtout au voisinage du Soleil. Pour écarter cette contradiction, on a avancé que la lumière coronale pouvait être due à un effet de fluorescence, ainsi que l'idée en a été émise par E. Wiedemann et G. C. Schmidt (1) en 1896, puis par M. R. W. Wood (2) (1908). La lumière fluorescente des vapeurs métalliques est en effet polarisée dans une proportion analogue à celle de la Couronne. Malheureusement le spectre continu de celle-ci ne manifeste, nous l'avons reconnu nous-même en 1914, aucune de ces discontinuités que l'on remarque dans les spectres de fluorescence *déjà connus*. — En fait, la présence des raies de Fraunhofer dans la Couronne n'est maintenant plus douteuse ; peut-être s'y ajoute-t-il cette sorte de fluorescence mystérieuse que nous ont révélée les nébuleuses « gazeuses » (voir page 641).

10. Température de la couronne. — Un point important est que la température de la Couronne, moins élevée bien entendu que celle de la photosphère, doit cependant être très haute. Considérons en effet (fig. 61) un corps noir A,

(1) *Astrophysical Journal*, t. III, 1896, p. 207.
(2) Même recueil, t. XXVIII, 1908, p. 75.

situé à une distance donnée du Soleil et cherchons la température qu'il prendra lorsqu'il sera parvenu à son état d'équilibre. Appliquons-lui la loi de Stefan (1) et écrivons que la quantité de chaleur qu'il reçoit par seconde, du seul angle solide sous lequel de A on verrait le Soleil, est égale à celle qu'il rayonne dans toutes les directions. Soient T la température effective du Soleil, T′ celle de A, K une constante définie par la loi du rayonnement et ω l'angle solide ci-dessus.

On a :

$$4\pi KT'^4 = \omega KT^4 \qquad \text{avec} \qquad \omega = 2\pi(1 - \cos\alpha),$$

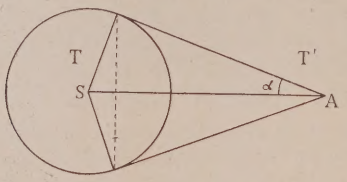


Fig. 61.

α étant le demi-diamètre apparent du Soleil vu de A.

On en conclut :

$$T' = T\sqrt{\sin\frac{\alpha}{2}}.$$

A 3′ du bord solaire, si T = 6.000° abs., T′ = 4.200° ; à 15′, T′ = 3.060°.

Au voisinage du Soleil, il n'y a donc vraisemblablement guère que des gaz et ce n'est que relativement loin de l'astre que des matériaux solides pourraient subsister *un certain temps*.

Ce raisonnement n'est pourtant exact que si le corps placé en A est *noir*, c'est-à-dire s'il absorbe également toutes les radiations. Dans le cas d'un corps doué d'absorption sélective, il en serait tout autrement (2). Supposons par exemple

(1) Voir page 219 et suivantes.

(2) Cette remarque est due à M. Ch. Fabry (*Journal de Physique*, 5e série, t. VI, 1916, p. 207).

que le corps A ait un spectre constitué par une bande unique dans l'ultra-violet : il ne pourra émettre ou absorber que de la lumière de cette nature et, tant que sa température ne sera pas suffisamment haute pour qu'il en émette une quantité notable, il absorbera, sans en rien restituer, l'énergie solaire qui lui parviendra. Sa température pourra alors dépasser de beaucoup celle du corps noir de notre calcul. Une bande unique dans l'infra-rouge aurait un effet opposé. — Toutefois, si l'on s'en tient aux suppositions les plus vraisemblables, on peut admettre que nos conclusions de tout à l'heure, concernant la température de la matière coronale, ne doivent pas être très éloignées de la vérité.

11. Nature probable de la Couronne. — L'extrême ténuité de cette matière est attestée par les Comètes qui l'ont impunément traversée. La Comète de 1843 notamment passa à 4′ du bord solaire, à une vitesse de 550 km./sec. et, après avoir parcouru à travers la Couronne 500.000 kilomètres, n'en éprouva aucun retard appréciable. Si l'on songe qu'une étoile filante, animée d'une vitesse de l'ordre de 40 km./sec. est complètement arrêtée par la haute atmosphère terrestre entre les altitudes de 150 et de 80 kilomètres, on peut se faire une idée de la raréfaction que cette constatation implique pour la Couronne (1).

A un phénomène aussi singulier les explications n'ont bien entendu pas manqué. M. Schaeberle (2) y a vu la preuve d'éruptions émanées de la zone des taches. Mais les matériaux ainsi projetés devraient, pour échapper à l'attraction solaire, être doués de vitesses supérieures à la vitesse critique, 618 km./sec. : or l'observation n'a rien révélé de pareil. Un peu plus tard, M. F. H. Bigelow (3), se fondant sur l'aspect de la Couronne au minimum des taches, lequel rappelle les lignes de force d'une sphère aimantée (fig. 98, chap. IX), imagina que les corpuscules coronaux devaient

(1) S. Newcomb, *Popular Astronomy*, 6e édit., 1887, p. 265 (Londres, Macmillan).

(2) *Astronomy and Astrophysics*, t. XII, 1893, pp. 7, 730 et 765.

(3) *U. S. Weather Bureau*, Bulletin, no 21, Washington, 1898.

être magnétiques, hypothèse qu'interdisent absolument les hautes températures des régions intéressées. Pareillement, M. H. Ebert (1), puis M. Ch. Nordmann (2) songèrent à des décharges hertziennes dans l'espace presque vide qui entoure le Soleil : on leur objecta que des ondes hertziennes seraient sans doute absorbées dans l'atmosphère solaire. Enfin S. Arrhénius (3), par une série de mémoires sur diverses questions de Physique Cosmique, attira l'attention sur le rôle important que peut jouer ici la pression de radiation.

La réalité de cette force n'est pas douteuse : inséparable du rayonnement, elle s'exerce, on le sait maintenant, aussi bien sur les molécules gazeuses (4) que sur les corps solides ou liquides. Sa valeur numérique est égale à la densité de l'énergie émise par le corps rayonnant. Or le Soleil nous envoie, par centimètre carré et par minute, 1,93 cal. à la distance où nous sommes de lui. Chaque centimètre carré de sa surface émet donc $(215,7)^2$ fois plus d'énergie, ce qui fait, en ergs par seconde :

$$\frac{1,93}{60} \times 4,19.10^7 \times (215,7)^2 = 6,0.10^{10} \text{ ergs : sec.}$$

Cette énergie se trouvant contenue dans un prisme de base égale à 1 centimètre carré et de hauteur égale à la vitesse de la lumière, 3.10^{10} cm., la pression qui en résulte est de 2 dynes par centimètre carré.

D'autre part il n'est pas contestable que les régions voisines du Soleil sont peuplées de débris météoritiques provenant notamment de la désagrégation des Comètes, ceux-là mêmes qui forment sans doute la Lumière Zodiacale. Si à quelque distance du Soleil ces petits corps peuvent être solides, près de sa surface la chaleur doit les volatiliser et d'autant plus vite qu'ils sont plus petits. Au voisinage immédiat du Soleil, il ne peut donc guère (5) y avoir à l'état per-

(1) *Astronomy and Astrophysics*, t. XII, 1893, p. 804.
(2) *Annales de l'Observatoire de Nice*, t. IX, 1905.
(3) *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1900, p. 81 et aussi *Lehrbuch der Kosmischen Physik*, 1903, p. 150 (Leipzig, S. Hirzel).
(4) Voir p. 424.
(5) Nous disons « guère », car le raisonnement de M. Fabry (§ 10)

manent que des molécules gazeuses que la pression de radiation tend à repousser au loin, comme dans le cas des queues cométaires.

Toutefois, pour que le rayonnement ait cette conséquence, la matière coronale doit être excessivement raréfiée. M. A. S. Eddington (1) a dernièrement souligné ce point important. Les particules repoussées par les rayons solaires se font en effet mutuellement écran et les 2 dynes par centimètre carré de tout à l'heure ont à équilibrer le poids de *toute* la colonne de matière située au-dessus du point considéré de la surface. En multipliant ce chiffre par 15, pour tenir compte de l'absorption entre la photosphère et la Terre, et en se rappelant qu'un gramme pèse sur le Soleil 26.700 dynes, on voit que la force invoquée par Arrhénius ne peut guère contrebalancer le poids de plus de 1 milligramme de matière. Le milieu coronal aurait alors, vu son épaisseur énorme (comparable aux dimensions du Soleil lui-même) une densité de 10^{-14} ou 10^{-15} (par rapport à l'eau) (2), ce qui cadre fort bien avec ce que nous avons dit de l'insignifiance de la résistance qu'il oppose au mouvement des Comètes.

Dans un état de raréfaction aussi excessive, que tout ce que nous savons tend à confirmer, l'ionisation doit être intense, ainsi que nous l'avons fait pressentir et il est par suite possible que le spectre d'émission de la Couronne corresponde à des atomes fortement ionisés (3). Aller plus loin serait encore prématuré : nous devons attendre que l'observation nous ait apporté quelques précisions indispensables sur la grosseur des particules coronales, sur leur température réelle et sur leur nature physique ou chimique.

12. Rôle de la diffusion gazeuse. — On ne peut cependant manquer de s'étonner qu'un milieu si rare soit visible.

montre qu'il peut exister des corps (absorbants pour l'infra-rouge et *réfléchissants* pour le reste, par exemple) dont la température soit très inférieure à celle que prendrait, en un endroit donné, un corps noir.

(1) *Monthly Notices*, t. LXXX, 1920, p. 723.

(2) Il en est d'ailleurs de même des queues des Comètes.

(3) Voir à ce propos la théorie de M. Megh Nad Saha (p. 528).

Or M. Ch. Fabry (1) a précisément fait ressortir à ce propos la puissance vraiment surprenante des effets de la diffusion de la lumière, de ceux-là mêmes qui rendent déjà compte de la couleur bleue du Ciel. Des densités insignifiantes suffisent — le calcul le montre — dès qu'on a affaire à une masse de gaz volumineuse, pour réfléchir par diffusion des quantités de lumière très notables. C'est ainsi qu'étant donné l'éclat intrinsèque observé de la Couronne à une distance de la surface équivalente à 1 rayon solaire, une densité de 10^{-11} (par rapport à l'eau) permet d'interpréter les faits : c'est là un chiffre du même ordre que celui trouvé par M. Eddington. Il est à noter (2) d'autre part que la lumière coronale est polarisée : or les gaz polarisent très fortement la lumière qu'ils diffusent (celle du fond bleu du Ciel en est la preuve), alors que les petites particules solides de dimensions finies ne la polarisent pas sensiblement.

On pourrait objecter la couleur de la Couronne qui devrait, semble-t-il, d'après la loi de Lord Rayleigh, nous apparaître plus bleue que nous ne la voyons. Mais l'œil n'est pas bon juge des couleurs pour les lumières faibles : il nous faudrait des mesures spectrophotométriques effectuées par la photographie : les prochaines éclipses nous les fourniront certainement. — Les traînées et les panaches coronaux paraissent aussi assez énigmatiques : rien n'empêche qu'ils soient dus, comme sans doute également les filaments des queues cométaires, à des corps plus gros que le reste et très disséminés. On a encore fait remarquer que la lumière du Ciel a le même spectre que le Soleil et que les raies noires de Fraunhofer s'y montrent à peu près au complet ; pourquoi dès lors la Couronne n'en laisse-t-elle voir que quelques-unes ? M. Ch. Fabry estime que la haute température du gaz diffusant intervient ici probablement : les molécules y sont animées de très grandes vitesses, surtout s'il s'agit d'un gaz de faible poids moléculaire, et l'effet Doppler, en étalant les raies noires les plus fines, peut les rendre inobservables.

(1) *Journal de Physique*, 5e série, t VII, 1917, p. 89.
(2) Ch. Fabry, *loc. cit.* (1917) p. 89.

CHAPITRE V

INTERPRÉTATIONS PROPOSÉES DES PHÉNOMÈNES SOLAIRES

A. — *Explications générales.*

1. Anciennes Hypothèses. — Nous avons décrit, avec leurs principaux caractères, les phénomènes dont le Soleil est le siège. Nous allons voir à présent les interprétations qu'en ont données quelques-uns des savants qui se sont le plus intéressés à ces problèmes. Celles-ci n'ont pas toujours par elles-mêmes beaucoup de valeur : elles rappellent du moins, sur des sujets toujours controversés, les hypothèses auxquelles on a songé autrefois et aussi les objections qu'elles ont rencontrées (1).

Les difficultés de pareilles explications sont grandes en effet. Bien expliquer un ensemble de faits, c'est le ramener à d'autres qu'on croit connaître. Or le Soleil est le seul objet de son espèce dont les détails soient observables et la matière s'y trouve dans des conditions physiques difficiles à concevoir. On ne saurait alors s'étonner que trop d'auteurs parfois illustres se soient souvent contentés de comparaisons aventurées ou d'explications purement verbales, évoquant le souvenir de la « vertu dormitive » de l'opium : c'est en effet tomber dans ce travers que d'interpréter un phénomène par un autre tout aussi énigmatique.

(1) Nous nous bornerons ici aux plus connues de ces théories. Nous renverrons pour les autres à notre ouvrage : *Les Théories modernes du Soleil*, 1910 (Paris, O. Doin).

Sans remonter jusqu'aux Anciens, nous passerons donc rapidement sur les travaux de Sir W. Herschel, auteur de tant de belles découvertes et qui n'en pensait pas moins que, sous la photosphère incandescente, le noyau solaire, relativement froid, pouvait être habité (1). A côté de ces rêves, figuraient des suggestions fort acceptables que nous retrouverons dans la suite : un certain « gaz empyréen », plus léger que tous les autres et qui entretient la radiation solaire, ressemble singulièrement à ce que, sans en faire il est vrai un gaz, nous appelons le rayonnement.

Le fils du grand Herschel, Sir John, reprit ces spéculations en les développant. Nous laisserons de côté une série de comparaisons, inquiétantes dans leur précision, entre la Météorologie solaire et la Météorologie terrestre, déjà bien assez mystérieuse. Mais il faut retenir l'explication que donne Sir J. Herschel de l'accélération de Carrington, due selon lui à des chutes de météores dans le Soleil (2). On a objecté l'augmentation qui s'ensuivrait dans la masse solaire et partant dans les moyens mouvements planétaires ; ces effets resteraient insignifiants, tant qu'il ne s'agirait pas d'interpréter par la force vive des météores l'entretien du rayonnement solaire tout entier et l'idée conserve encore aujourd'hui des partisans convaincus.

2. Opinion du P. Secchi. — Le P. Secchi a passé toute sa vie à étudier le Soleil : il a condensé les résultats de ses travaux en divers endroits de ses ouvrages et nous allons résumer ici ces essais d'explication, qui dépassent de peu les faits observés, mais auxquels la grande expérience de leur auteur donne une valeur incontestable (3).

La photosphère est, pour Secchi, une véritable couche de flammes dont les grains de riz ne sont que les extrémités.

(1) *Philosophical Transactions*, t. 85, 1795, p. 63.

(2) *Quarterly Journal of Science*, t. I, 1864, p. 233. — C. A. Young, dont l'autorité n'est pas douteuse, attachait un grand prix à cette idée, sans en méconnaître toutefois les difficultés (*Le Soleil*, déjà cité, p. 120).

(3) A. Secchi, *Le Soleil*, 1877, t. II, p. 282 (Paris, Gauthier-Villars). — Voir aussi S. Newcomb, *Popular Astronomy*, 1878, p. 265 (Londres, Macmillan) : on trouvera là un excellent résumé des idées de Secchi (rédigé par lui-même).

Elle est le siège d'éruptions continuelles provenant de réactions chimiques ou de combinaisons dégageant de la chaleur. Les protubérances ne sont que les manifestations de cette activité explosive dont les produits vont parfois jusqu'à se perdre dans l'espace interplanétaire. Au-dessus de la photosphère, se trouve l'atmosphère solaire avec la couche renversante et la chromosphère, puis la Couronne, cette dernière étant formée à la fois de particules solides ou liquides et d'un gaz, le Coronium, plus léger que l'Hydrogène et s'étendant sans doute aussi loin que la Lumière Zodiacale.

Tout cela ne soulève guère d'objections, surtout quand on s'abstient de préciser. La théorie des taches est plus originale. Dans les régions qu'elles occupent se font jour de fréquentes éruptions de vapeurs *métalliques* lourdes : ce sont les protubérances éruptives, auxquelles Secchi attribue la formation des taches. Les gaz expulsés se refroidissent en s'élevant, par détente, et perdent de ce chef une grande partie de leur éclat, ils retombent ensuite sur la photosphère et y provoquent, par leur seul poids, des cavités ainsi remplies de vapeurs peu lumineuses et absorbantes : le noyau de la tache est alors constitué. — Cette théorie explique la plupart des faits constatés, sans en excepter la simultanéité des éruptions de la surface et des taches au cours de la période de 11 ans. Mais on cherche en vain les raisons de la persistance des taches au même endroit pendant plusieurs révolutions solaires. La cause déterminante des éruptions n'est pas moins énigmatique.

Le grand éclat des facules serait simplement dû à ce que la surface photosphérique s'y trouve soulevée au-dessus de la couche renversante (épaisse de 1″ à 2″ tout au plus) : les régions soulevées échappent ainsi à l'absorption, ce qui les fait paraître plus brillantes. — Quant à la distribution des taches et des facules en deux zones privilégiées, Secchi l'attribue à des phénomènes intérieurs, inaccessibles à l'observation. La loi de rotation de Carrington est pour lui un vestige des conditions initiales de la formation du Soleil et il en est peut-être de même de la loi de Spörer qui lui paraît révéler un mouvement général assez compliqué de la photosphère entière.

3. Théorie de Faye. — La théorie de Faye a joui longtemps d'un crédit qui dure encore : c'est peut-être la plus répandue concernant le Soleil : ne serait-ce qu'à ce titre, elle mérite d'être exposée.

Faye (1) considérait le Soleil comme une vaste « machine thermique » : il voulait sans doute dire par là que les principes thermodynamiques doivent y jouer le rôle prépondérant, affirmation qui ne saurait guère être contestée, ces principes étant universels partout où il est question d'énergie. Quel est maintenant le mécanisme de la « machine » ?

L'idée fondamentale de Faye est que le Soleil est le siège de courants convectifs verticaux : la photosphère constitue le lieu des points où viennent se condenser et se combiner les éléments dissociés à l'intérieur de l'astre par les très hautes températures qui y règnent. Les grains de riz ne sont que des nuées de poussières solides ou liquides (de chaux, de soude ou de composés quelconques) tout à fait analogues à celles qui donnent aux flammes ordinaires leur spectre continu. Ces amas de particules, sollicités par la gravité, gagnent en tombant les couches inférieures où ils finissent par retrouver leur température de dissociation et sont remplacés, dans les couches superficielles, par des masses gazeuses ascendantes à l'état libre, qui viennent y subir le même sort en dégageant chaque fois de la chaleur. Le rayonnement calorifique superficiel est donc constamment alimenté, grâce à l'intermédiaire de ces combinaisons, par le réservoir immense de la chaleur centrale.

Mais, tandis que ces échanges de matière se poursuivent entre les couches profondes et la périphérie, le jeu du principe des aires doit amener un ralentissement de la photosphère et une accélération relative de l'intérieur du Soleil. On voit alors de suite que la rotation ne saurait s'effectuer comme pour un corps solide. Les régions internes ayant une vitesse angulaire plus rapide, les surfaces de niveau sont des ellipsoïdes de révolution de plus en plus aplatis à mesure

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 60, 1865, p. 89. Et aussi t. 75, 1872, p. 1664.

qu'on s'enfonce au-dessous de la photosphère. Tout se passe en somme comme si les courants verticaux prenaient naissance à la surface d'un ellipsoïde intérieur aplati, concentrique au Soleil et de grand axe peu différent de son diamètre : un calcul grossièrement approché montre alors que les longueurs des trajets verticaux ainsi parcourus varient à peu près comme $\sin^2\varphi$ (φ étant la latitude) et qu'il en est de même du retard qui en résulte par rapport à la rotation générale. Les vitesses angulaires des divers points de la photosphère doivent ainsi obéir à une formule de la forme $a - b\sin^2\varphi$. C'est précisément celle que Faye avait déduite de l'observation des taches solaires comme représentant la loi de la rotation.

Quant aux taches elles-mêmes, elles ne peuvent provenir d'éruptions de gaz intérieurs : ces gaz sont beaucoup plus chauds — tout le monde l'admet — que la photosphère et les taches sont au contraire plus froides. Si d'autre part les taches étaient, comme le voulait Secchi, occasionnées par les protubérances métalliques, la relation entre les deux ordres de faits serait plus directe qu'on ne le constate. Aussi Faye, reprenant une idée de Herbert Spencer, préfère-t-il comparer les taches aux trombes terrestres ou aux cyclones. Ce seraient, à la surface du Soleil, des tourbillons locaux. Sur Terre, les cyclones et les trombes sont dus à la rencontre de courants aériens de vitesses différentes : l'origine des tourbillons solaires serait de même nature et Faye croit trouver dans la loi de Carrington sur l'accélération équatoriale une cause susceptible de créer, entre zones photosphériques contiguës, des différences de vitesse suffisantes.

Cette conception rend compte de la distribution des taches et aussi de leurs segmentations, comparables à celles des remous de nos rivières. On comprend bien, également, que les courants ascendants de matière plus chaude, rejetés sur le pourtour de la tache, la fassent apparaître environnée de facules, tout en laissant la partie centrale plus sombre. Il est à noter que le sens de circulation des tourbillons doit être opposé dans les deux hémisphères : direct dans l'hémisphère Nord, inverse dans l'hémisphère Sud. — La découverte,

vers 1910, des champs magnétiques des taches solaires, en y rendant vraisemblables des mouvements giratoires de matière électrisée, a beaucoup contribué à ramener l'attention sur l'interprétation précédente de Faye, étant donné surtout ce fait frappant que les taches des deux hémisphères sont, en général, de polarités magnétiques opposées (1) (c'est-à-dire de sens circulatoires opposés).

Si remarquables qu'ils soient, ces succès partiels de la théorie ne doivent cependant pas faire illusion et nous laisser oublier que, d'après Faye, *toutes* les taches devraient être cycloniques, ce qui est loin d'être vérifié : c'est à peine si dans un cas sur dix, et encore, on constate au spectrohéliographe de vagues traces de tourbillonnement. De plus, la cause qui devrait justifier le mouvement de giration est beaucoup trop faible pour être efficace : à 20° de latitude, deux points situés à 1′ de distance, soit aux deux bords Nord et Sud d'une grande tache, ont une vitesse relative de moins de 7 kilomètres par jour, à peine 8 centimètres par seconde... Et, au surplus, l'aspect déchiqueté de la pénombre et de l'ombre des taches ne laisse pas d'être inquiétant.

En résumé, la théorie solaire de Faye apparaît assez cohérente dans son ensemble ; mais elle est bien superficielle et si les interprétations qu'elle fournit, généralement un peu factices, semblent souvent conformes à l'observation, elles restent, sur des points très importants, en opposition avec elle.

4. Théorie d'E. d'Oppolzer. — Les courants convectifs de bas en haut jouent un grand rôle dans le fonctionnement de la « machine thermique » de Faye. Egon d'Oppolzer (2) opposa à cette conception une objection qui paraît sans réplique. Dans le Soleil, le moindre changement de niveau éprouvé par une masse gazeuse provoque une variation de température fantastique et inadmissible. Il est aisé de s'assurer que cette remarque est exacte.

Appelons p, ρ, T la pression, la densité et la température

(1) Voir p. 280.
(2) *Astronomy and Astrophysics*, t. XII, 1893, pp. 419 et 736.

absolue d'une masse de gaz, γ le rapport des chaleurs spécifiques et R la constante des gaz. Lorsque la masse passe du niveau h au niveau $h + dh$, on peut admettre que la détente qui en résulte est un phénomène adiabatique. On a alors les équations :

$$p = R\rho T \quad \text{(éq. des gaz)} \qquad \frac{p}{\rho^{\gamma}} = C^{te} \quad \text{(éq. de Laplace)}.$$

On en tire :

$$\frac{dT}{T} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dp}{p}.$$

Mais G étant, à la surface, l'accélération de la pesanteur solaire, on a évidemment :

$$dp = -G\rho dh,$$

d'où :

$$\frac{dp}{p} = -\frac{G}{RT} dh$$

et :

$$\frac{dT}{dh} = -\frac{G}{R} \frac{\gamma - 1}{\gamma}.$$

Or le second membre de cette équation est une constante *énorme*. S'il s'agit d'hydrogène, pour un changement de niveau apparent de 1″ (soit 720 km. sur le Soleil), dT atteint 14.000°. Dans la chromosphère, à 8″ du bord, là où il y a encore des vapeurs métalliques, la température devrait être ainsi de 100.000° plus basse que sur la photosphère, où elle n'excède certainement pas 10.000°. Il semble donc qu'on arrive ainsi à des absurdités (1). Aussi Oppolzer n'hésite-t-il pas à conclure qu'il ne saurait exister dans le Soleil ni éruptions véritables au sens où nous entendons ce mot et où l'entendait Secchi, ni courants verticaux à la manière de Faye. La stabilité de l'astre entier doit au contraire être extrême.

Quant aux taches, si elles étaient dues à des gaz froids venus de la haute atmosphère solaire, ceux-ci se réchaufferaient bien vite dans leur descente et remonteraient aussitôt : il faut chercher autre chose. Oppolzer quitte alors le ter-

(1) K. Schwarzschild a, par des voies toutes différentes, confirmé ces conclusions (*Göttinger Nachrichten*, Math.-Phys. Klasse, 1906, p. 41).

rain solide de la Physique et cherche sur Terre des comparaisons. Il en trouve une dans les anticyclones, c'est-à-dire dans les régions de hautes pressions qui se forment souvent en hiver par ciel nuageux et sont surmontées d'une couche d'air chaud transparent où l'on constate d'ordinaire des courants atmosphériques descendants. Vues d'une autre planète, ces régions apparaîtraient donc au milieu des nuages comme autant de taches sombres analogues à celles du Soleil.

Comment maintenant des régions anticycloniques peuvent-elles prendre naissance sur le Soleil ? Oppolzer se hasarde alors à imaginer des courants chromosphériques issus des pôles et qui, plus puissants tous les 11 ans, viendraient s'étaler et mourir dans les régions équatoriales. Çà et là, la lente descente des gaz en mouvement provoquerait un échauffement local, un arrêt de la descente, partant une surpression, une région anticyclonique et enfin une tache.

Tout ce mécanisme explique assez bien les faits et des savants tels que Young l'ont envisagé avec faveur. Mais les courants polaires d'Oppolzer existent-ils réellement et pourquoi varieraient-ils tous les 11 ans ? Problème aussi mystérieux que les taches elles-mêmes !

5. Remarque de A. Brester. — Brester (1) s'élève, non sans raison, avec force contre toute introduction de la Météorologie terrestre en Physique Solaire ; nos vents proviennent de ce que l'échauffement dû aux rayons solaires, précisément, est inégal à l'équateur et aux pôles. Rien de semblable n'existe dans le Soleil où l'immobilité ne peut être que presque complète. Le spectrohéliographe nous révèle du reste des couches stratifiées et les raies de Fraunhofer ne décèlent aucun mouvement de la couche absorbante.

La dissociation doit au surplus, dans le Soleil, être générale. Quand la température s'abaisse pour une raison ou pour une autre, les éléments dissociés se recombinent avec libération de leur chaleur de combinaison ; de même une conden-

(1) A. Brester. *Essai d'une théorie du Soleil et des étoiles variables*, 1888, Delft (Hollande).

sation de vapeurs détermine un dégagement de chaleur de vaporisation. Les apparences de mouvements que nous croyons constater dans le Soleil sont donc, d'après Brester, trompeuses : la matière n'y bouge pas; c'est son état chimique ou physique qui, seul, varie et sur place. Nous n'observons que des « éruptions de chaleur ».

C'est en partant de là que Brester explique les divers phénomènes solaires. La photosphère n'est pour lui qu'une mer de nuages, séparés par des intervalles d'étendue très diverse qui sont les taches et les pores de la surface. Quant au rayonnement, il est inutile, pour l'interpréter, de recourir à des courants verticaux compliqués : la seule radiation des couches internes, se propageant par transparence à travers l'astre entier suffit. C'est d'ailleurs l'explication universellement adoptée aujourd'hui.

Les protubérances seraient ici dues à des déplacements d'origine électrique d'ions lumineux au sein de la calme atmosphère solaire. Les recherches récentes ont en effet établi que, lorsqu'un gaz incandescent émet la lumière correspondant à son spectre, les centres d'émission lumineux sont très peu nombreux, beaucoup moins nombreux que les atomes eux-mêmes — sur 10 millions d'atomes, un seul peut-être est lumineux (1) —. Rien ne s'oppose dès lors à ce qu'ils possèdent des vitesses très différentes de celles des autres atomes ou molécules : il n'est pas contradictoire d'observer par suite des effets Doppler considérables au sein d'un gaz dont les molécules sont en repos et en fait des phénomènes de ce genre, très frappants, ont été constatés dans des tubes de Crookes, notamment avec les rayons-canaux.

6. Conclusion. — De toutes ces théories, dont nous n'avons résumé qu'un très petit nombre, que reste-t-il après tout ? Il semble qu'on y voie d'abord la vanité de synthèses qui prétendent embrasser à la fois un trop grand nombre de faits, alors que nous ignorons encore des données capitales. Les

(1) J. J. Hallo, *Archives Néerlandaises des Sciences exactes et naturelles*, 2e série, t. X, 1905, p. 148. — Voir aussi : H. A. Lorentz, *The Theory of Electrons*, 1909 (Leipzig, B. G. Teubner), p. 167.

courants variés qu'on a imaginés paraissent entre autres fort arbitraires : les chances sont pour que la masse solaire tout au moins soit dans un état de repos à peu près complet. De même, les assimilations à la Météorologie terrestre ne peuvent manquer de sembler aujourd'hui bien téméraires : il y a sans doute des points de ressemblance, mais ce n'est guère qu'après coup, quand les détails des phénomènes solaires seront mieux connus, qu'on en appréciera nettement la portée. Il n'est que trop facile de construire a priori des théories, il l'est moins d'en imaginer qui tiennent un compte suffisant de l'observation, sans négliger de parti pris les faits embarrassants.

B. — *Théories optiques de Schmidt et de Julius.*

1. Historique et Généralités. — Nous allons maintenant parler d'une conception fort ingénieuse qui a été longtemps l'objet de vives discussions et qui, si on l'admettait, révolutionnerait de fond en comble la plupart de nos idées sur le Soleil comme sur presque tous les corps célestes. Il s'agit de la théorie de Schmidt, plus récemment complétée et corrigée par W. H. Julius, qui va jusqu'à contester la réalité même de la plupart des phénomènes solaires.

La théorie de Schmidt est née surtout de l'énigme que soulève la netteté du bord du Soleil. Cette netteté semble exiger que nous ayons affaire à une sphère solide ou liquide : or le Soleil est sûrement gazeux et il devrait nous apparaître comme une étoile nébuleuse sans contour tranché. L'étude de la réfraction de la lumière à travers une masse gazeuse de densité décroissante a permis à Kummer (1) (1860) de donner des faits une explication simple et séduisante, reprise en 1890 par A. Schmidt (2) et qui n'est, disons-le tout de suite, pas la seule possible. — Il n'y aurait en somme dans l'apparence solide du Soleil qu'une illusion d'optique due à

(1) Ueber atmosphärische Strahlenbrechung, *Sitzungsberichte der Berliner Akademie*, 1860, p. 405.

(2) *Die Strahlenbrechung auf der Sonne, ein geometrisches Beitrag zur Sonnenphysik*, 1891 (Stuttgart, J. B. Metzler).

la réfraction et les taches, protubérances ou facules ne seraient que des jeux de lumière sans valeur objective, tout à fait analogues à ceux que nous montre un manchon Auer lorsqu'on le regarde à travers un globe à facettes. L'intervention de la dispersion anomale, déjà entrevue par V. Wellmann (1) en 1888, vient enfin, en accroissant beaucoup les indices de réfraction en jeu, donner aux phénomènes une amplitude imprévue, qui en aurait longtemps masqué les causes.

2. Théorie de Schmidt. — Considérons une masse gazeuse sphérique distribuée en couches concentriques de densités graduellement décroissantes du centre au bord, et un rayon

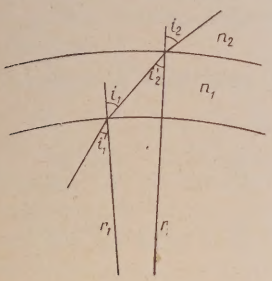


Fig. 62.

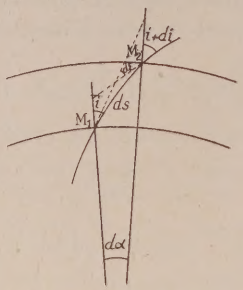


Fig. 63.

lumineux se propageant à travers cette masse. Soit r la distance au centre d'un point quelconque du rayon, n l'indice de réfraction absolu en ce point, i l'angle de la trajectoire lumineuse et de la normale aux surfaces de niveau. Pour deux couches infiniment voisines 1 et 2, on a (fig. 62), en supposant l'indice constant à l'intérieur de chaque couche :

$$\frac{\sin i_2}{\sin i'_2} = \frac{n_1}{n_2} \qquad \frac{\sin i_1}{\sin i'_2} = \frac{r_2}{r_1} \qquad \text{d'où : } \frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1 r_1}{n_2 r_2}$$

ou

$$rn \sin i = \text{C}^{\text{te}}. \qquad (1)$$

Telle est la condition qui doit être satisfaite tout le long d'un même rayon lumineux.

(1) *Astronomische Nachrichten*, t. 116, 1888, n° 2848, p. 241.

Cherchons maintenant le rayon de courbure ρ d'une trajectoire lumineuse. Appelons (fig. 63) r et $r+dr$ les rayons de deux surfaces de niveau consécutives, i et $i+di$ les angles d'incidence correspondants, $d\alpha$ l'angle des deux normales, ds l'arc M_1M_2 et $d\varepsilon$ l'angle de contingence On aura évidemment :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{d\varepsilon}{ds} \qquad d\varepsilon = i + di - (i - d\alpha) = di + d\alpha$$

d'où :
$$\frac{1}{\rho} = \frac{di}{ds} + \frac{d\alpha}{ds} . \tag{2}$$

Mais : $ds = \dfrac{dr}{\cos i}$ (3) $\qquad \dfrac{d\alpha}{ds} = \dfrac{\sin i}{r}$. (4)

Quant à di, il suffit pour l'éliminer de différentier logarithmiquement l'équation $rn \sin i = C^{te}$; il vient :

$$\frac{di}{\operatorname{tg} i} + \frac{dn}{n} + \frac{dr}{r} = 0 \quad \text{d'où} \quad di = -\operatorname{tg} i \left(\frac{dn}{n} + \frac{dr}{r} \right) \tag{5}$$

et, en portant (3) (4) et (5) dans (2) :

$$\frac{1}{\rho} = -\frac{\sin i}{dr} \left(\frac{dn}{n} + \frac{dr}{r} \right) + \frac{\sin i}{r} = -\frac{\sin i}{n} \frac{dn}{dr} \tag{6}$$

Nous obtenons ainsi le rayon de courbure cherché, en fonction de i, de n et de $\dfrac{dn}{dr}$.

Pour $i = 90^\circ$, $\qquad \rho = -\dfrac{ndr}{dn}$. (7)

C'est le rayon de courbure des rayons qui se propagent horizontalement, rayon qui joue dans la théorie un rôle capital.

Ceci posé, quand un rayon lumineux se propage dans un astre gazeux, il y a deux cas à considérer, selon que (rn) va constamment en croissant avec r ou peut décroître quand r croît.

1er cas : $\dfrac{d(rn)}{dr} > 0$. — Dans ce cas, un rayon lumineux émané d'un point intérieur à la masse gazeuse finit toujours par en sortir.

L'équation (1) suffit en effet à montrer que dans la figure 62 $i_2 < i_1$. Un rayon parti obliquement a donc tendance à se

rapprocher de la normale et par suite à sortir. Quant aux rayons horizontaux, comme leur rayon de courbure (7) est supérieur à celui de la couche d'où ils émanent (1), ils en arrivent toujours à se propager au dehors.

Les corps célestes où il en est ainsi, c'est-à-dire où la condition $\frac{d(rn)}{dr} > 0$ est constamment remplie, sont appelés par Schmidt *corps de la première sorte*. La Terre (ou plutôt l'atmosphère terrestre) rentre dans cette catégorie.

2e cas : $\frac{d(rn)}{dr} < 0$, au moins pour certaines valeurs de r. — Pour ces points-là, on a alors $i_2 > i_1$; les rayons obliques s'éloignent de la normale et les rayons horizontaux dont le rayon de courbure est inférieur à celui de la couche ne peuvent quitter l'astre : ils replongent au contraire dans ses profondeurs.

Les corps où, entre deux couches données, on a $\frac{d(rn)}{dr} < 0$ sont dits *de la deuxième sorte*. C'est dans cette classe que Schmidt range le Soleil. Jupiter en fait aussi partie très probablement : il est en effet facile de calculer que, si son atmosphère a la même réfrangibilité que la nôtre, les seuls rayons qui puissent nous parvenir doivent avoir, à leur sortie, une inclinaison de plus de 3°22′ sur l'horizontale.

Cherchons alors ce qui va se passer dans le cas du Soleil. Soient r_1 le rayon d'une couche extérieure, où $\frac{d(rn)}{dr}$ soit constamment positif, r_3 celui d'une couche intérieure au sein de laquelle $\frac{d(rn)}{dr}$ soit toujours négatif et r_2 celui de la couche critique où $\frac{d(rn)}{dr} = 0$, c'est-à-dire où $r = \rho$. Suivons la marche des rayons en allant de l'observateur O vers le Soleil (fig. 64). La trajectoire lumineuse OA a un rayon de courbure supérieur à r_1 ; la lumière qui a suivi la direction AO provient du fond du Ciel situé derrière le Soleil : l'éclat est

(1) Puisque $\frac{d(rn)}{dr} > 0$ entraîne $\left(\frac{dn}{dr} \text{ étant négatif}\right)$ l'inégalité $r < -n\frac{dr}{dn}$ ou encore $r < \rho$.

insignifiant. La trajectoire OB a un rayon de courbure égal à r_2 : la lumière qui viendrait de O sur cette trajectoire tournerait indéfiniment autour du Soleil. Enfin la trajectoire OC pénètre dans la couche r_3, puisque i va en diminuant de O vers le Soleil; elle s'enfonce en spirale à l'intérieur de l'astre et la lumière qui en provient, après avoir suivi ce chemin en sens inverse, est très intense.

Entre les couches telles que r_1, à peine lumineuses, et celles telles que r_3, extrêmement brillantes, il y a donc une brusque discontinuité : celle-ci se produit pour la couche critique r_2 qui constitue précisément le contour apparent du Soleil ou, si l'on préfère, la photosphère.

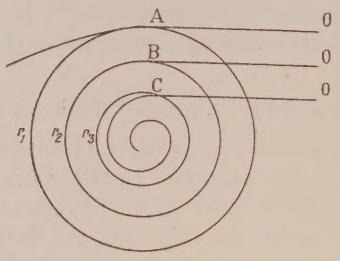


Fig. 64.

Nous insisterons peu sur les explications que Schmidt donnait des taches et des facules. Elles devaient, d'après lui, provenir des couches internes ; mais, si cela était, elles resteraient visibles durant plus d'une demi-période, en supposant la période définie par les passages des taches au méridien central : or les observations de Spörer ont prouvé que la « couche » des taches est à moins de 2″ au-dessous de la photosphère. Le fait que la vitesse de rotation du Soleil est la même, qu'on la détermine visuellement (au moyen des taches) ou spectroscopiquement (par le principe de Doppler), plaide dans le même sens et suffit à ruiner, sur ces points, la thèse de Schmidt.

3. Critiques. — Explication probable de la netteté du bord solaire. — L'explication de la photosphère mérite plus d'at-

tention. La théorie qui précède est sans aucun doute mathématiquement exacte : le tout est de savoir si elle s'applique au Soleil. Elle suppose en tout cas les gaz parfaitement transparents et ne tient aucun compte de l'absorption : or, dans le Soleil, les effets d'absorption sont prépondérants, qu'il s'agisse d'absorption sélective (raies de Fraunhofer) ou d'absorption par diffusion (obscurcissement des bords du disque). Mais alors, si l'on fait entrer en ligne de compte ces phénomènes, on explique facilement la netteté du bord solaire, et sans avoir recours à la théorie de Schmidt. C'est ce qu'ont montré Sir A. Schuster (1) d'abord, puis K. Schwarzschild (2).

La densité et la température croissent très rapidement (3) dans le Soleil à mesure qu'on se rapproche du centre : les recherches théoriques l'ont établi fort clairement. Le pouvoir rayonnant des gaz solaires croît donc avec beaucoup de rapidité lorsqu'on pénètre à l'intérieur. — De plus, la diffusion moléculaire qui assombrit le bord de l'astre joue ici un grand rôle : c'est le phénomène qui, sur la Terre, cause la lumière bleue du Ciel. Lord Rayleigh a donné (voir p. 190), pour calculer l'intensité I de la lumière transmise, en fonction de celle I_0 de la lumière incidente, la formule :

$$I = I_0 e^{-hx} \quad \text{avec} \quad h = \frac{32\pi^3(n-1)^2}{3N\lambda^4},$$

x étant la longueur du chemin parcouru par la lumière, n l'indice de réfraction du gaz, λ la longueur d'onde et N la constante d'Avogadro ou nombre des molécules par unité de volume, soit à 0° et à 760 millimètres (en C. G. S.) $2{,}78.10^{19}$. Quand on applique cette formule à une couche d'air normal ($n = 1{,}0003$) de 400 kilomètres d'épaisseur pour $\lambda = 0{,}5\ \mu$, on trouve que l'absorption par diffusion ne laisse passer que 1/830e de la lumière incidente. Or, à 1″ seulement en dessous

(1) *Astrophysical Journal*, t. XXI, 1905, p. 1. — Voir aussi : C. G. Abbot, *The Sun*, Londres et New-York, 1912 (D. Appleton).

(2) *Sitzungsberichte der Königlichen Preussischen Akademie der Wissenschaften*, t. XLVII, 1914, p. 1183. — Voir aussi : *Göttinger Nachrichten*, Math.-Phys. Klasse, 1906, p. 41.

(3) Voir par exemple le calcul d'E. d'Oppolzer, p. 203.

du bord solaire, la corde représentant notre ligne de visée a 65.000 kilomètres de longueur : on peut donc affirmer qu'à cette distance minime du bord nos regards ne sauraient traverser la masse gazeuse de l'astre. Le Soleil doit donc avoir, *l'absorption sélective aidant*, l'aspect d'une sphère solide, *opaque*, incandescente, délimitée par une couche de passage très inférieure à 1″. Mais nous savons que le diamètre solaire n'est guère déterminé qu'à 1″ près : on voit combien la théorie de Schmidt est ici superflue (1).

4. La dispersion anomale. — Schmidt était fort embarrassé par la Chromosphère : il était forcé d'admettre pour l'interpréter une stratification de la matière du Soleil peu conforme

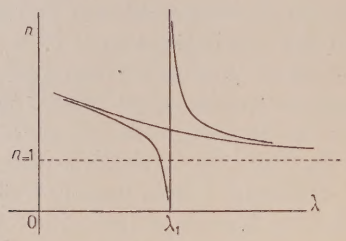


Fig. 65.

à ses hypothèses initiales. W. H. Julius a réussi à éviter l'objection en faisant intervenir la dispersion anomale.

On sait en quoi consiste ce phénomène. L'indice de réfraction décroît d'ordinaire régulièrement avec la longueur d'onde : il est en général d'autant plus petit qu'il s'agit de radiations plus voisines du rouge. Mais dans le voisinage immédiat d'une raie d'absorption (ou d'une bande) il n'en est pas ainsi : on constate un brusque passage par l'infini, ayant l'allure familière aux mathématiciens (fig. 65).

Le fait peut se mettre facilement en évidence en employant le dispositif des prismes croisés de Kundt. A l'aide d'un spec-

(1) W. H. Julius en est cependant, après l'avoir modifiée, resté partisan (*Archives Néerlandaises des sciences exactes et naturelles*, série IIIA, t. IV, 1917, p. 27).

troscope ordinaire, on produit un spectre continu horizontal ; on reçoit ce spectre sur un prisme de la vapeur à étudier, à arête également horizontale : chaque radiation subit alors une déviation *verticale* correspondant à son indice de réfraction dans le gaz considéré. C'est ainsi que H. Becquerel (1) a pu obtenir la figure ci-contre (fig. 66), représentant les indices de réfraction de la vapeur de Sodium au voisinage des raies D, en fonction de la longueur d'onde. L'ordre de grandeur de l'anomalie est le suivant : très en dehors des raies D, l'indice de la vapeur est extrêmement voisin de 1 ; à 1,5 Å de l'une des raies, du côté du rouge, $n = 1{,}0010$ et du côté du violet, $n = 0{,}9988$.

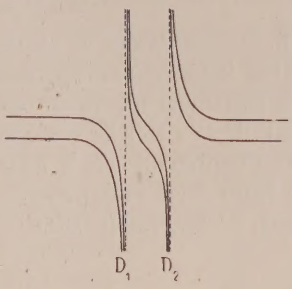


Fig. 66.

La théorie montre qu'il s'agit là d'une particularité liée à l'absorption, si étroitement même qu'elle avait pu être prévue avant que Le Roux l'eût découverte par l'expérience. L'Optique mathématique (2) donne en effet comme valeur de l'indice, au voisinage d'une raie d'absorption de longueur d'onde λ_m, une expression de la forme : $n^2 = 1 + \frac{k\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda^2_m}$. Quand λ atteint et dépasse la valeur λ_m, il est donc naturel que n^2 éprouve une brusque discontinuité.

Le phénomène est donc très général. Mais c'est seulement au voisinage des fortes raies d'absorption qu'il est sensible et encore pas toujours avec la même netteté. Jusqu'à quel point s'applique-t-il aux vapeurs solaires (3) ? C'est là une question que l'on ne peut tenter d'élucider que par des

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 127, 1898, p. 899 et t. 128, 1899, p. 145.

(2) Voir par exemple O. D. Chwolson : *Traité de Physique*, trad. E. Davaux, t. II, p. 250 (Paris, Hermann).

(3) W. H. Julius : *Physikalische Zeitschrift*, t. XI. 1910, p. 56 ; t. XII, 1911, p. 329. — *Astrophysical Journal*, t. XXXI, 1910, p. 419. — *Le Radium*, t. VII, octobre 1910.

recherches de laboratoire (1). Toutefois la pression, la température et les circonstances de production influent beaucoup sur l'absorption comme sur la dispersion anomale : aussi insisterons-nous peu sur ces expériences dont les conclusions sont encore loin d'être décisives.

5. Interprétation de la chromosphère (2). — Quoi qu'il en soit et indépendamment même de la théorie de Schmidt, il y a certainement, au-dessus de la photosphère (ou, si l'on veut, de la « couche critique »), des vapeurs dont la densité va en diminuant vers le haut. Ces vapeurs sont, au voisinage de leurs raies caractéristiques, sujettes à la dispersion anomale. L'observateur situé dans la direction O (fig. 67) doit

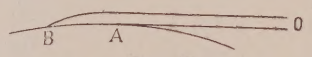


Fig. 67.

dans ce cas recevoir, lorsqu'il regarde le bord solaire A, la lumière de points de la photosphère tels que B : les vapeurs qui surmontent A ont en effet, près des raies d'absorption et du côté du rouge, de forts indices de réfraction ; on doit alors apercevoir au spectroscope des pseudo-raies brillantes « chromosphériques ou protubérantielles » qui n'ont aucune réalité : ce n'est que la photosphère elle-même que l'on voit ainsi, grâce à une déviation particulière des rayons lumineux.

Si maintenant la densité des vapeurs situées au-dessus de A vient à changer *sur place*, l'observateur s'imagine constater des vitesses radiales aussi capricieuses que fantastiques, là où il n'y a que des anomalies variables de la densité et il attribue ces vitesses à de prétendues éruptions d'Hydrogène, de Calcium ou d'autres gaz, alors que tous ces corps sont, d'après Julius, intimement mélangés dans le Soleil.

Il est certain que l'on rend compte par là d'apparences

(1) W. H. Julius et B. J. van der Plaats : *Zeitschrift für wissenschaftliche Photographie, Photophysik und Photochemie*, t. X, 1911, p. 62.

(2) W. H. Julius, *Archives Néerlandaises des Sciences exactes et naturelles*, série II, t. IV, 1901, p. 155 et t. XV, 1910, p. 171.

bizarres et en particulier de ce fait inquiétant que les vitesses radiales ou les formes des protubérances ne sont pas toujours les mêmes selon qu'on s'adresse à telle ou telle raie *d'un même* élément. Malheureusement, même si les discordances en question ne pouvaient s'expliquer autrement, il y aurait à tout cela de graves objections (1).

En premier lieu les raies de la chromosphère et des protubérances devraient, dans l'interprétation de Julius, avoir toujours l'aspect de la figure 68, c'est-à-dire paraître déplacées vers le rouge, seul côté où l'indice de réfraction anomal soit supérieur à 1. Or les raies chromosphériques sont au contraire (2), le plus souvent, en fer de lance ; il faudrait alors admettre, pour expliquer une moitié de la raie, des densités décroissant vers le haut et, pour l'autre moitié, des densités allant en augmentant de bas en haut ; cette dernière circonstance est déjà à elle seule bien peu vraisemblable ; que dire s'il faut faire en même temps, presque au même endroit du Soleil, l'hypothèse opposée !

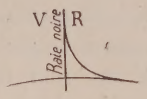


Fig. 68.

Mais de plus les protubérances n'ont pas que des mouvements radiaux ; elles ont aussi, normalement au rayon visuel, des vitesses transversales du même ordre de grandeur et qui cadrent avec celles données par le spectroscope. Le seul aspect du phénomène semble attester sa réalité et l'on comprend sans peine, lorsqu'on en a été témoin, que la plupart des observateurs du Soleil hésitent tant à regarder des éruptions si visiblement objectives comme de vaines illusions.

Diverses tentatives ont été faites pour expliquer par la dispersion anomale les taches (3), les facules, la période undécennale, certaines particularités du spectre-éclair et bien

(1) J. Hartmann, *Astronomische Nachrichten*, t. 175, 1907, nos 4197-4198, p. 341 (Critique d'ensemble des théories de Julius).

(2) G. E. Hale et W. S. Adams, *Astrophysical Journal*, t. XXX, 1909, p. 230

(3) W. H. Julius, *Archives néerlandaises*, etc., série II, t. XV, 1910, p. 57.

d'autres choses encore. L'exposé de ces spéculations (1), souvent abandonnées depuis par leurs auteurs, nous entraînerait trop loin.

6. Apparence estompée des raies de Fraunhofer. — Bandes de dispersion. — Il y a pourtant un cas où la dispersion anomale a de grandes chances d'intervenir : c'est à propos du coefficient de la diffusion moléculaire (2). Nous avons vu tout à l'heure (§ 3) que ce coefficient h est proportionnel à $(n-1)^2$, n étant l'indice de réfraction. Or, pour les radiations voisines d'une raie d'absorption, $(n-1)^2$ devient très grand : l'absorption par diffusion devient énorme et la lumière de ces radiations, bien qu'elle ait échappé à l'absorption sélective proprement dite, se diffuse dans l'atmosphère du Soleil sans nous parvenir. On s'explique ainsi pourquoi les raies de Fraunhofer sont souvent si larges et estompées sur les bords : leur partie centrale seule résulterait de la loi de Kirchhoff ; leurs bords dégradés ne seraient que des « bandes de dispersion » engendrées par la dispersion anomale et ce dernier phénomène, toujours assez capricieux, pourrait rendre compte des dissymétries qu'on leur trouve fréquemment.

Une des plus remarquables de ces dissymétries est le déplacement à peu près général des raies solaires vers le rouge, par rapport aux longueurs d'onde mesurées dans les laboratoires. Ce déplacement, signalé d'abord par M. Jewell, par MM. Perot et Fabry et souvent discuté depuis (3), est de l'ordre de 0,01 Å ; il n'est pas le même pour toutes les raies : nul parfois, il peut être aussi de sens opposé. — On expliquait autrefois ces apparences par l'influence de la pression (effet Humphreys-Mohler) et l'on attribuait à la couche renversante des pressions de l'ordre de 5 ou 6 atmosphères, que les travaux plus récents n'ont pas confir-

(1) Voir notre ouvrage sur *Les Théories modernes du Soleil*, pp. 72 et ss.

(2) W. H. Julius, *Le Radium*, t. VII. octobre 1910. — Et aussi : *Archives néerlandaises*, etc., série III A, t. IV, 1917, p. 150.

(3) Ch Fabry et H. Buisson, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 148, 1909, *passim*.

mées. La dispersion anomale peut évidemment jouer ici un rôle. Un coup d'œil sur la figure 65 montre en effet qu'à des distances égales d'une raie d'absorption, la valeur absolue de $(n - 1)$ est plus grande du côté du rouge que du côté du violet : la diffusion y est donc plus forte et les raies doivent bien paraître déplacées vers le rouge. Au bord du Soleil, les rayons lumineux ayant traversé une couche de vapeurs plus épaisse, le décalage doit être plus considérable, conformément d'ailleurs à ce que révèle l'observation.

Malheureusement les causes susceptibles d'altérer les longueurs d'onde, causes auxquelles s'ajoute aujourd'hui le déplacement (vers le rouge aussi) exigé par la Théorie d'Einstein, sont nombreuses ; on a de plus découvert, dans les mesures spectrales de laboratoire effectuées sur l'arc électrique, des sources de discordances qui méritent, dans chaque cas particulier, une étude approfondie et qui sont encore l'objet de discussions entre les physiciens (1). L'interprétation de tous ces phénomènes reste donc toujours délicate.

Il y a en somme très certainement, dans les idées soutenues par Julius une part de vérité, mais sûrement pas aussi grande qu'on l'a cru quelquefois et de nouveaux progrès de la Physique Solaire seront nécessaires avant qu'on puisse séparer les uns des autres avec certitude les divers agents susceptibles d'intervenir.

(1) On peut en dire autant de la très faible répulsion apparente entre raies voisines, annoncée par Julius (*Astrophysical Journal*, t. XL, 1914, p. 11 et t. XLIII, 1916, p. 50), confirmée par M. S. Albrecht (même recueil, t XLI, 1915, p. 333) et jugée un peu plus tard inobservable par M. St John (même recueil, t. XLI, 1915, p. 28).

CHAPITRE VI

LA CHALEUR SOLAIRE

A. — *Température du Soleil.*

1. Température effective. — Corps noir. — Le problème de la température du Soleil a été longtemps laissé de côté, puis abordé au moyen de considérations inexactes qui ont conduit à des chiffres grossièrement discordants, oscillant comme ordre de grandeur entre 1.500° (Pouillet) et 10.000.000° C. (le P. Secchi).

Ces écarts formidables trahissaient de graves erreurs de principe. La température qu'on voulait ainsi mesurer sans connaître la nature physique de la surface solaire était en réalité mal définie. Des corps différents, fussent-ils à des températures identiques, ne rayonnent pas de même ; de plus les diverses régions du Soleil ne sont pas, selon toute vraisemblance, à la même température. On convient alors maintenant d'appeler *température effective* du Soleil celle qu'aurait un « corps noir » — c'est-à-dire une surface qui absorberait également et totalement toutes les radiations — si, placé à la distance du Soleil, il nous envoyait précisément, dans l'unité de temps, la quantité de chaleur que le Soleil nous envoie. Cette définition, qui s'applique à tous les astres comme plus généralement à tous les corps inaccessibles, correspond à la seule « température » qui soit, au moins pour le présent (1), abordable expérimentalement.

(1) On entrevoit pourtant le moment où nous serons mieux armés. Les recherches de M. Megh Nad Saha et de ses émules (voir p. 542) permettent à cet égard de grandes espérances. Elles donnent en effet la température proprement dite de la région de l'astre où l'absorption a lieu ; seulement elles nécessitent d'autres données encore mal connues.

Le « corps noir » qu'introduit la définition ci-dessus doit être précisé. Le noir de fumée en est une première approximation ; mais la Physique moderne réalise aujourd'hui rigoureusement le corps noir théorique au moyen d'enceintes à parois imperméables à la chaleur, closes de toutes parts et percées d'un trou : c'est, à proprement parler, la surface de ce trou qui joue ici le rôle du corps noir. Un four bien fermé, muni d'un regard, correspond à cette conception. Les radiations qui pénètrent dans l'enceinte n'ont qu'une probabilité pratiquement nulle d'en ressortir par le trou après réflexion : elles se réfléchissent une infinité de fois sur les parois de la cavité en s'affaiblissant à chaque réflexion et elles y restent.

2. Lois du rayonnement des corps noirs. — L'avantage de cette notion est d'avoir introduit un corps défini dont les propriétés pussent être étudiées *théoriquement*. Ce point est d'une importance capitale. Les températures solaires sont certainement supérieures à toutes celles qu'on peut reproduire dans les laboratoires : des lois empiriques devraient, pour être appliquées au Soleil, être l'objet d'extrapolations considérables et seules des lois théoriquement établies peuvent donner des résultats de quelque valeur.

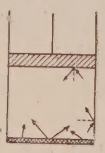


Fig. 69.

La première des lois du rayonnement des corps noirs est celle qu'a démontrée, en 1879, le physicien viennois Stefan (1) : Le rayonnement intégral d'un corps noir est proportionnel à la 4e puissance de sa température absolue. Elle s'applique, on le voit, à la totalité de l'énergie émise, quelle que soit sa longueur d'onde. Voici la démonstration, remarquable par sa simplicité et son élégance, qu'en a donnée Boltzmann (2).

Considérons un corps de pompe à parois imperméables à la chaleur et muni d'un piston (fig. 69). Supposons qu'à la

(1) *Sitzungsberichte der K. K. Akademie der Wissenschaften zu Wien.*, t. LXXIX, 1879, p. 391.
(2) *Annalen der Physik* (*Wiedemanns*), t. XXII, 1884, p. 291.

partie inférieure par exemple se trouve un corps noir maintenu par une source de chaleur extérieure à une température T. Appelons V le volume du corps de pompe, U son énergie intérieure totale — celle du rayonnement — et u la densité de cette énergie, définie par l'égalité $U = uV$.

Le corps noir rayonne et son rayonnement exerce sur le piston une pression (1), la pression Maxwell-Bartoli p, dont la valeur numérique est égale au tiers de l'énergie contenue dans le cylindre par unité de volume, c'est-à-dire à $\frac{u}{3}$. Quand on soulève le piston, on enlève de l'énergie au milieu intérieur ; la source cède de la chaleur, et inversement elle en gagne quand on abaisse le piston. Le système se trouve donc, à chaque instant, en équilibre et l'on peut lui appliquer le principe de Carnot.

Si donc dS est l'accroissement d'entropie correspondant à un gain de chaleur dQ, on a évidemment :

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{dU + p\,dV}{T} \qquad \text{avec} \qquad dU = u\,dV + V\,du.$$

On en déduit :

$$dS = \frac{4}{3}\frac{u}{T}\,dV + \frac{V}{T}\,du$$

et, puisque dS est une différentielle exacte (principe de Carnot) :

$$\frac{\partial}{\partial u}\left(\frac{4}{3}\frac{u}{T}\right) = \frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{V}{T}\right)$$

d'où :

$$\frac{4}{3}\frac{1}{T} - \frac{4}{3}\frac{u}{T^2}\frac{dT}{du} = \frac{1}{T},$$

car u ne dépend que de T. Cela revient à écrire :

$$\frac{du}{dT} = \frac{4u}{T}$$

et, en intégrant $u = aT^4$ (a étant une constante).

L'énergie intérieure et partant l'énergie rayonnée sont donc bien proportionnelles à T^4.

L'intensité de l'énergie rayonnée, considérée comme fonc-

(1) J. C. Maxwell, *Traité d'Electricité et de Magnétisme*, trad. franç., t. II, 1889, p. 495 (Paris, Gauthier-Villars).

tion de la température et de la longueur d'onde, a fait l'objet de bien des recherches. Le problème a pu enfin être résolu théoriquement par M. Max Planck (1), grâce à la célèbre hypothèse des « Quanta » et la loi obtenue s'est montrée très exactement conforme à l'expérience, tandis que la Théorie des Quanta qui lui sert de base trouvait sa confirmation dans de nombreux ordres de recherches. Cette loi s'exprime par la formule suivante, où $Ed\lambda$ représente l'énergie émise par le corps noir dans le domaine spectral λ, $\lambda + d\lambda$:

$$E = C\lambda^{-5} : \left(e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1\right).$$

C et c sont ici des constantes et e la base des logarithmes népériens. — En C. G. S., $C = 3{,}71.10^{-5}$ et $c = 1{,}435$.

De la loi de Planck, on peut déduire la longueur d'onde λ_m pour laquelle, à chaque température, l'énergie rayonnée est maximum ; il suffit d'écrire que $\frac{dE}{d\lambda} = 0$. On trouve ainsi une équation où n'entre que le produit $\lambda_m T$, d'où l'on conclut :

$$\lambda_m T = \text{constante}.$$

C'est la loi de Wien : elle n'est que la traduction mathématique précise de cette remarque familière qu'un four est à une température d'autant plus basse qu'il est d'un rouge plus sombre, c'est-à-dire que λ_m est plus grand.

3. Actinomètres et Pyrhéliomètres. — Le moyen le plus direct qui s'offre à l'esprit pour évaluer la température effective du Soleil consiste à appliquer la loi de Stefan et à mesurer la quantité de chaleur que la Terre reçoit du Soleil par centimètre carré de surface normale aux rayons et par minute (2) ; c'est ce qu'on appelle la *Constante solaire*.

Les appareils imaginés dans ce but sont les Actinomètres et les Pyrhéliomètres. Le plus simple est l'*Actinomètre de Pouillet* (3). Il consiste (fig. 70) en une boîte d'argent cylin-

(1) Max Planck, *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*, 1906 (Leipzig, J. A. Barth), p. 157.

(2) Il est d'usage d'évaluer la constante solaire *par minute* : dans les calculs, il est bien entendu plus commode de l'exprimer en unités C. G. S.

(3) *Comptes Rendus*, t. 7, 1838, p. 24.

drique et plate, pleine d'eau, noircie sur la face exposée au Soleil et polie partout ailleurs. Un thermomètre précis est plongé dans l'eau de la boîte et le tout est exposé au Soleil sur une monture orientable, de préférence équatoriale. On mesure l'accroissement de température de l'eau en un temps fixé et on en déduit la constante solaire.

Cet instrument présente de sérieux inconvénients dont le plus grave est qu'il rayonne lui-même à l'extérieur une partie de la chaleur qu'il reçoit. L'*Actinomètre de Violle* (1) échappe à cette critique. Il est formé d'un simple thermomètre à boule enduite de noir de fumée et entourée d'une sphère creuse à circulation d'eau : les rayons solaires viennent frapper, par un petit orifice de la sphère, la boule du thermomètre et l'on peut dire que l'ensemble réalisait avant la lettre la conception du corps noir. — L'appareil a été perfectionné en 1909 par M. C. G. Abbot (2) sous le nom de *Water-flow Pyrheliometer*. Le rayonnement incident pénètre par une ouverture calibrée, à l'intérieur d'un cylindre à double paroi et à fond conique ; un courant d'eau circule autour du cylindre et on en mesure la température par les variations de résistance électrique d'un fil de platine. Le tout est contenu dans un récipient à vide de Dewar, servant d'enceinte protectrice et, afin de contrôler l'exactitude des indications de l'instrument, on s'est ménagé la possibilité de faire parcourir par un courant d'intensité connue un fil métallique indépendant, immergé dans l'eau qui entoure le cylindre récepteur.

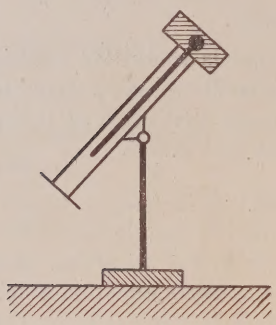


Fig. 70.

Le *Pyrhéliomètre à compensation de K. Angström* (3) (1896)

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. X, 1877, p. 303.

(2) *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, t. III, 1913, p. 52.

(3) O. D. Chwolson, *Traité de Physique* (trad. Davaux), t. II, p. 470 (Paris, Hermann).

est un des plus employés. Il est constitué en principe par deux bandes identiques, étroites et minces, de métal très résistant électriquement et noircies. L'une des bandes est exposée au rayonnement solaire ; l'autre est protégée contre lui : on y fait passer un courant électrique qu'on règle de façon que la température stationnaire des deux bandes soit la même, ce dont on s'assure au moyen de deux pinces thermoélectriques. Les pertes étant les mêmes des deux côtés, on a évidemment, si s est la surface des bandes, q la constante solaire exprimée en ergs par seconde, r la résistance de la seconde bande et i l'intensité du courant, toutes deux en unités C. G. S. :

$$ri^2 = qs.$$

On en déduit la valeur de q.

4. Bolomètre. — Les appareils précédents mesurent la quantité totale de chaleur que nous envoie le Soleil ; on peut avoir besoin de connaître l'intensité de l'énergie émise dans un domaine spectral déterminé. Pour cela, il suffit de placer un thermomètre très sensible à l'endroit voulu du spectre. Les piles thermo-électriques paraissent ici indiquées ; mais l'instrument le plus précis est le Bolomètre inventé par S. P. Langley (1) en 1880 et que M. Abbot emploie couramment à l'Observatoire de la Smithsonian Institution du Mont Wilson (2).

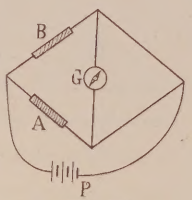


Fig. 71.

Le Bolomètre est fondé sur l'augmentation de la résistivité des métaux avec la température. Il se compose en principe d'un pont de Wheatstone (fig. 71) dont deux branches adjacentes A et B contiennent de très minces bandes de platine noircies : l'une d'elles est exposée aux radiations à étudier, l'autre protégée contre tout rayonnement. Le pont étant équilibré quand A et B sont masquées toutes deux, l'équilibre

(1) *American Journal of Science*, série 3, t. XXI, 1880, p. 187.
(2) *Annals of the Astrophysical Observatory*, etc., t. III, 1913, p. 32.

électrique se trouve rompu dès que A vient à être illuminé ; le spot du galvanomètre G se déplace alors sur du papier photographique sensible enroulé sur un tambour : on obtient ainsi, en faisant tourner le tambour, tandis que la bande de platine thermométrique parcourt le spectre, un enregistrement automatique continu (1).

Le spectre initial est donné par un prisme de sel gemme — de façon à laisser passer l'infra-rouge — ou mieux par un réseau. On peut, grâce au dispositif ci-dessus, mesurer des différences de température de l'ordre du 1.000.000e de degré C. Le courant obtenu est proportionnel à l'énergie incidente et les courbes qui figurent son intensité pour chaque région spectrale ont l'aspect ci-contre (Pl. VII) : on y remarque les profondes dépressions qui correspondent aux fortes bandes d'absorption, les raies noires plus fines ne donnant lieu qu'à une brusque indentation de la courbe. L'aire totale de cette dernière doit évidemment correspondre aux résultats fournis par les actinomètres.

5. Diverses évaluations de la constante solaire. — Transmission atmosphérique. — Quand on mesure, par l'un des procédés ci-dessus, la constante solaire brute, on trouve des nombres différents, suivant l'heure du jour et suivant l'altitude locale. Il est nécessaire de tenir compte de ces facteurs et de débarrasser ainsi la constante solaire mesurée de l'influence de la hauteur du Soleil au dessus de l'horizon et aussi de celle des fluctuations météorologiques de l'atmosphère terrestre.

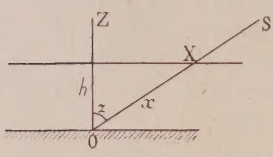


Fig. 72.

Pour effectuer ces corrections, on remarque d'abord que, les hautes couches intervenant peu, il est possible de considérer l'atmosphère comme une couche mince par rapport au rayon de la Terre supposé très grand, au moins tant que la

(1) Un perfectionnement récent de l'instrument a consisté à placer dans le vide les bandes de platine réceptrices. Même publication, t. IV, 1922, p. 45.

distance zénithale du Soleil ne dépasse pas 75°. Dans ces conditions, si l'on appelle (fig. 72) h la hauteur de l'atmosphère, z la distance zénithale du Soleil et x la longueur du chemin parcouru par les rayons, on a évidemment $x = h \sec z$ et l'intensité de la lumière transmise, qui obéit comme on sait à une loi exponentielle (dite de Bouguer) de la forme

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad \text{devient} \quad I = I_0 e^{-m \sec z}.$$

I_0 représente ici (à un facteur près dépendant des unités choisies) la constante solaire, I le résultat brut des mesures avec les mêmes unités et e^{-m} un coefficient de transmission qui indique de combien est affaiblie l'énergie incidente par son passage à travers l'atmosphère, au zénith. Il suffit alors, pour connaître I_0 et m, de faire, par une belle journée où les conditions atmosphériques ne varient pas sensiblement, une série d'observations de l'intensité du rayon-

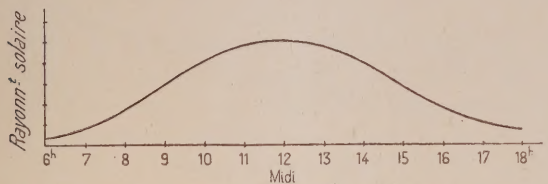


Fig. 73. — Intensité du rayonnement solaire aux diverses heures de la journée.

nement aux différentes heures. On trouve une courbe de la forme ci-contre (fig. 73). On peut alors, si l'on veut, calculer analytiquement I_0 et m ; mais les procédés graphiques, plus simples et aussi précis, parlent bien davantage aux yeux. Si l'on construit, à l'aide de la figure 73, la loi de variation de I en fonction de la longueur équivalente du chemin parcouru dans l'air, on obtient la courbe suivante (fig. 74), qu'il ne reste plus qu'à prolonger jusqu'à l'axe des I pour avoir la constante solaire proprement dite, c'est-à-dire *hors de l'atmosphère*. On aperçoit ainsi nettement, dans le résultat final, la part des données de l'observation et celle de l'extrapolation.

L'influence de l'atmosphère est donc une cause d'erreur grave ; il était naturel de chercher à s'en affranchir par des observations de montagne ; c'est pourquoi Langley d'abord puis M. Abbot, au Mont Whitney, et d'autres savants encore (J. Vallot, A. Hansky, G. Millochau au Mont Blanc notamment) ont entrepris diverses séries de mesures à haute altitude. — Les valeurs de la constante solaire obtenues ainsi et au niveau de la mer par de nombreux observateurs ont longtemps beaucoup différé entre elles, surtout en raison de méthodes de réduction défectueuses. Les chiffres vont de 1,76 à 4,10 petites calories. Celui de Langley, 3,0 cal., fut pendant 25 ans regardé comme le meilleur, jusqu'à ce que les travaux récents

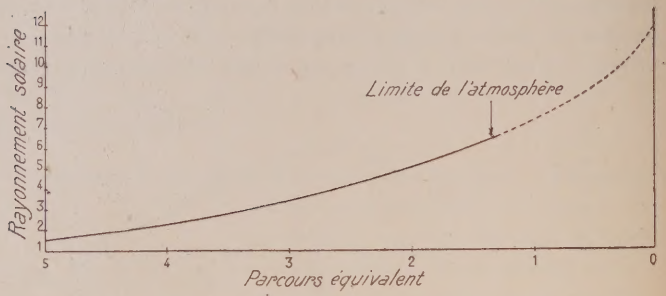


Fig. 74.

eussent clairement établi qu'il était trop élevé. On admet aujourd'hui, avec M. C. G. Abbot, 1,93 cal., valeur plus voisine de celle (1,76 cal.) trouvée autrefois par Pouillet et que l'on considère comme exacte à 1 ou 2 0/0 près.

Les résultats ne paraissent pas dépendre sensiblement de l'altitude : il suffit, pour s'en convaincre, de jeter les yeux sur le tableau suivant qui résume les observations de la Smithsonian Institution (1).

(1) *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsmian Institution* (C. G. Abbot, Director), t. IV, 1922, p. 324.

Stations . .	Washington (E. U.)	Bassour (Algérie)	Mt Wilson (Californie)	Mt Whitney (Californie)	Au total
Années . .	1902-07	1911-12	1905-12	1909-10	
Altitudes. .	10 m.	1.160 m.	1.730 m.	4.420 m.	
Nombre d'observations.	37	82	573	4	696
Moyenne des résultats .	1 c. 968	1 c. 928	1 c. 933	1 c. 923	1 c.933

La concordance de ces nombres, obtenus dans des conditions si différentes, donne une idée très favorable de leur précision. Il est bon d'ajouter que la « constante » solaire n'est probablement pas tout à fait invariable : ses fluctuations peuvent atteindre 2 0/0 de sa valeur et elles semblent bien d'origine solaire. — C'est vers les maxima de la période undécennale de son activité que le Soleil nous envoie, croit-on, le plus de chaleur (1).

6. Calcul de la température effective du Soleil. — On peut évaluer la température effective du Soleil par trois méthodes différentes : par la loi de Stefan, par celle de Wien, par la formule de Planck.

1° *Emploi de la loi de Stefan.* — Appelons R le rayon du Soleil, T sa température effective, d sa distance à la Terre, q la constante solaire en petites calories par centimètre carré et par seconde et σ la constante de la loi de Stefan avec les mêmes unités. On a, en écrivant que l'énergie totale émise est égale à l'énergie totale reçue :

$$4\pi R^2 \sigma T^4 = 4\pi d^2 q \qquad \text{d'où} \qquad T = \sqrt[4]{\frac{q}{\sigma}\frac{d^2}{R^2}}.$$

En remplaçant q par $\frac{1,93}{60}$, σ par (2) $1,3.10^{-12}$ et $\frac{d}{R}$ par sa valeur bien connue 215,7, M. Abbot trouve :

$$T = 5.860^{\circ} \text{ abs.}$$

(1) *Transactions of the International Astronomical Union*, t. I, 1922, p. 29, Note de M. Abbot (Londres, Imperial College). Voir p. 132.

(2) Kurlbaum a trouvé $5,32.10^{-5}$ C. G. S., chiffre adopté par M. Abbot et qui, en calories, donne le nombre du texte. — Aujourd'hui on admettrait plutôt $5,6.10^{-5}$. Voir A. Blanc, *Rayonnement, Eclairage*, 1921, p. 47 (Paris, A. Colin). Mais la différence pour T serait insignifiante.

On remarque que la présenee dans la formule de Stefan, de T à la puissance 4 est très favorable à la précision de sa détermination : c'est grâce à cette circonstance que les températures effectives déduites de valeurs assez différentes de la constante solaire sont pourtant assez voisines.

2° *Emploi de la loi de Wien.* — On peut étudier au bolomètre la répartition de l'énergie dans le spectre solaire, en la ramenant à ce qu'elle serait hors de l'atmosphère, puis appliquer la loi de Wien. Les corrections à faire sont malheureusement délicates, puisqu'il faut connaître la transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde.

L'observation directe montre que, pour le spectre prismatique, la longueur d'onde correspondant au maximum d'éner-

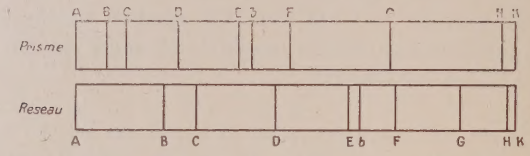


Fig. 75. — Dispersions comparées des Prismes et des Réseaux.

gie avoisine 1 μ. Mais avec les prismes l'échelle des longueurs d'onde est déformée (resserrée dans le rouge, dilatée dans le violet) ce qui altère la position du maximum d'énergie. On doit alors, si l'on veut éviter toute rectification, se servir d'un réseau ; on trouve ainsi, comme résultat brut, $\lambda_m = 0{,}590\ \mu$. — Après correction de l'absorption atmosphérique ce chiffre devient (1) 0,470 μ.

Ainsi, si l'atmosphère terrestre n'existait pas, le Soleil nous paraîtrait bleu et c'est à notre atmosphère qu'il doit sa couleur jaune, par suite de la même cause qui le rend rouge à l'horizon.

Une fois λ_m obtenu, il suffit de l'introduire dans la formule de Wien $\lambda_m T = 2.940$ pour calculer T. On trouve : $T = 6.250°$ abs. — Mais M. E. A. Milne (2) a montré dernièrement que ce

(1) Abbot, Annales citées, t. III, p. 201.

(2) *Monthly Notices*, t. LXXXI, 1921, p. 375. Et aussi : B. Lindblad, *Uppsala Universitets Årsskrift*, t. I, 1920.

chiffre doit être réduit : le seul fait que la matière est distribuée dans le Soleil en couches d'inégales températures change la composition du rayonnement d'une façon assez compliquée qui se traduit par une diminution de 3,1 0/0 dans la constante de la loi de Wien : le chiffre de tout à l'heure est alors ramené à 6 050° abs.

3° *Application de la formule de Planck.* — On peut enfin se servir des observations bolométriques pour construire la courbe de l'intensité du rayonnement solaire en fonction de λ.

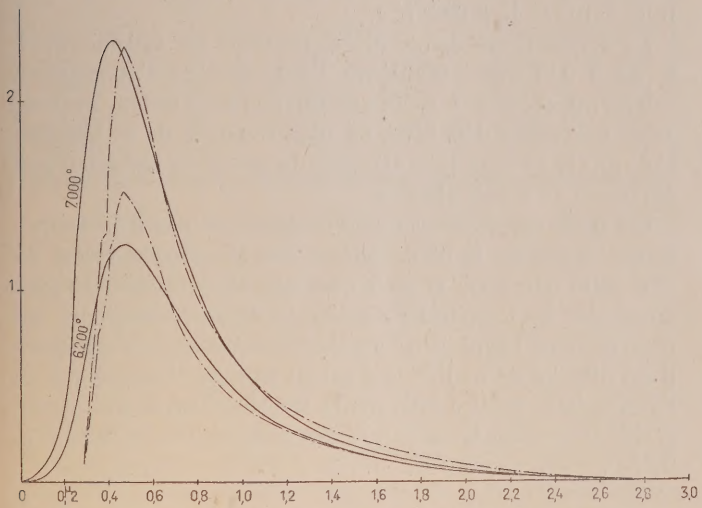


Fig. 76. — Distribution de l'intensité du rayonnement solaire suivant les longueurs d'onde et comparaison avec le rayonnement du corps noir (Soleil : trait mixte — Corps noir : trait plein) [d'après C. G. Abbot].

Il n'y a plus ensuite qu'à chercher, dans la série des courbes théoriques de Planck correspondant aux différentes températures, celle qui coïncide le mieux avec la précédente, ramenée à la même échelle. Le résultat de la comparaison est le suivant (fig. 76). Si l'on néglige la région ultra-violette, très absorbable et pour laquelle les erreurs d'observation sont for-

tes, on voit que c'est pour T compris entre 6,000° et 7.000° que l'accord est le meilleur (1).

MM. Ch. Fabry et H. Buisson (2) ont tenu à combler la lacune de ces recherches du côté ultra-violet. Ils ont comparé, à l'aide de leur microphotomètre, l'intensité photographique du spectre solaire ultra-violet à celle d'un spectre connu (cratère positif d'un arc électrique). Cette substitution de mesures relatives à des mesures absolues a beaucoup accru la précision et les températures déduites de la seule région spectrale comprise entre λ 3.940 et λ 2.920 se sont toutes montrées voisines de 6.000° abs.

La concordance de ces divers résultats est satisfaisante à 3 ou 4 0/0 près. D'ailleurs l'influence de l'atmosphère solaire (3) s'oppose à toute assimilation trop étroite avec un corps noir et, en définitive, on peut conclure de ce qui précède que la température effective du Soleil est sûrement peu différente de 6.000° absolus.

Ces 6.000° ne correspondent évidemment pas à la température réelle de la photosphère, car le corps noir est de tous celui qui, pour la même température, rayonne le plus d'énergie. La température véritable de la photosphère est donc sûrement supérieure au chiffre ci-dessus : de combien? il est difficile de le dire — d'autant plus que l'absorption de l'atmosphère solaire intervient. Il est toutefois permis de croire que cette température est comprise entre 6.500° et 7.500°.

7. Eclat relatif du centre et du bord solaires. — L'observation directe révèle sans peine et la première photographie venue (Pl. IX) prouve avec évidence que le disque solaire est beaucoup plus éclatant au centre qu'au bord. Il y a là un effet de la diffusion par l'atmosphère solaire dont l'influence absorbante est, en raison de la longueur plus grande du chemin parcouru par la lumière, plus marquée au bord du disque (fig. 72).

(1) Abbot, *loc. cit.*, p. 200.
(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 175, 1922, p. 156.
(3) Voir ci-dessous.

Ce phénomène a été étudié autrefois par le P. Secchi (1) vers 1870, puis par H. C. Vogel (2) en 1877 ; l'emploi du bolomètre a permis de le chiffrer avec précision. C'est ainsi que M. Abbot (3) a établi le tableau suivant qui résume pour ainsi dire toute la question : il donne les intensités du rayonnement, celle au centre étant prise pour unité.

Longueurs d'onde	Distances au centre en fractions du rayon				
	0,00	0,40	0,75	0,875	0,95
0,323 μ	1,00	0,897	0,690	0,530	0,382
0,436 μ	1,00	0,942	0,756	0,616	0,471
0,534 μ	1,00	0,950	0,792	0,672	0,548
0,699 μ	1,00	0,963	0,841	0,748	0,637
1,225 μ	1,00	0,976	0,901	0,834	0,756

On le voit, les radiations de courte longueur d'onde sont en moins grande proportion au bord : de même qu'il est moins brillant, le Soleil est plus rouge au bord qu'au centre. — Cette constatation révèle l'existence autour de lui d'une véritable atmosphère diffusante qui exerce, sur l'énergie qu'il émet, une absorption non sélective d'autant plus forte que la longueur d'onde est plus petite. L'atmosphère solaire joue ainsi un rôle analogue à la nôtre, laquelle, en dehors d'une absorption sélective manifestée par les raies telluriques, vient encore réduire l'intensité des rayons qui la traversent, dans une proportion régulièrement croissante avec leur réfrangibilité.

B. — *Problème de l'Entretien de la Chaleur Solaire.*

1. Enormité du rayonnement et nécessité d'un renouvellement continuel. — Il n'est pas besoin de grands calculs pour

(1) *Le Soleil*, 2e édition, t. I, p. 196 (Paris, Gauthier-Villars).
(2) *Sitzungsberichte der Berliner Akademie*, 1877, p. 104.
(3) *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, t. III, 1913, p. 157.

se rendre compte que la quantité de chaleur émise par le Soleil dans toutes les directions de l'espace doit être énorme. Lorsqu'on part de la constante solaire de M. Abbot (1,93 cal.), on trouve que le Soleil rayonne quelque chose comme 900 millions de petites calories par minute et par mètre carré de sa surface, soit pour la surface entière $2{,}85.10^{33}$ petites calories par an. Or la masse du Soleil est d'environ $2{,}0.10^{33}$ grammes; donc, si la chaleur spécifique de la matière qui le compose était en moyenne égale à l'unité, chaque gramme de cette matière devrait éprouver un abaissement de température de 1°,5 par an. Comme de tous les corps connus un seul ou presque, l'eau, a une chaleur spécifique égale à 1, les autres en ayant de bien moindres, il semble que le Soleil, à supposer que rien d'autre n'intervienne, doive effectivement se refroidir de 1°,5 chaque année.

D'autre part il n'est pas douteux que depuis le début des temps historiques — mettons depuis le temps des Egyptiens — la température du Soleil n'a pas dû changer notablement : les cultures n'ont en effet guère varié sur le Globe au cours des siècles ; les latitudes où croissent la vigne et l'olivier sont restées à peu près les mêmes que jadis. Personne n'admettra d'ailleurs que le Soleil ait pu se refroidir de quelques 7.500° (ou $5.000 \times 1°,5$), alors que sa température effective, nous l'avons vu, avoisine 6.000°. Le Soleil n'est donc sûrement pas, comme le croyaient les Anciens, un corps chaud qui se refroidit et sa chaleur doit se renouveler.

Elle ne saurait provenir d'une combustion. Il est facile d'établir en effet que, si le Soleil était tout entier en charbon — et le charbon est un des corps dont la combustion dégage le plus de chaleur, 8.500 petites calories par gramme environ — il ne durerait pas 6.000 ans. Encore faudrait-il lui fournir l'oxygène nécessaire. Lord Kelvin (1), en le supposant formé de coton-poudre, avait trouvé 8.000 ans. — Toutes les hypothèses analogues qu'on a faites fournissent des résultats du même ordre et il faut chercher autre chose.

(1) Sir W. Thomson (Lord Kelvin), *Conférences scientifiques et allocutions*, trad. P. Lugol, 1893, p. 237 (Paris, Gauthier-Villars).

2. Hypothèse météoritique de Mayer. — La Théorie mécanique de la Chaleur a paru donner la solution du problème (1). On a pensé que le Soleil tirait son énergie d'une pluie continuelle de météores ou d'astéroïdes qui tomberaient constamment sur lui sous l'influence de son attraction et dont l'énergie cinétique compenserait ses pertes. Il est certain qu'il doit tomber de pareils météores sur le Soleil; le tout est de savoir s'il en tombe assez.

Si l'on fait le calcul, on trouve d'abord que la vitesse d'un corps tombant de l'infini sur le Soleil a pour valeur, avec nos notations habituelles :

$$v = \sqrt{\frac{2fM}{R}} = 618 \text{ km./sec.}$$

On en conclut que la chute de 1 gramme de matière dégage, en tombant :

$$\frac{1}{2} \cdot 1 \cdot \frac{6{,}18^2 . 10^{14}}{4{,}19 . 10^7} = \frac{1{,}92 . 10^{15} \text{ ergs}}{4{,}19 . 10^7} = 47 . 10^6 \text{ de petites calories,}$$

soit 6.000 fois plus que n'en dégage la combustion d'une même masse de carbone dans l'oxygène.

Malheureusement, pour contrebalancer la perte annuelle que nous avons admise, il faudrait que le Soleil reçût sous forme de chutes météoriques $\frac{1}{30 . 10^6}$ de sa masse par an. Et un pareil accroissement de masse aurait pour conséquence d'altérer dans une proportion inacceptable la durée des révolutions planétaires, notamment de celle de la Terre.

On a en effet, si l'on suppose pour simplifier l'orbite terrestre circulaire, en appelant a le rayon orbital, n le moyen mouvement de la Terre, M la masse du Soleil, C la constante des aires et en choisissant les unités de façon que $f = 1$:

$a^3 n^2 = M$ (3e loi de Képler) $\quad a^2 n = C$ (loi des aires) (2).

On en conclut :

$$n = \frac{M^2}{C^3} \qquad \text{et} \qquad \frac{dn}{n} = 2 \frac{dM}{M}.$$

(1) R. Mayer, *Beiträge zur Dynamik des Himmels*, Heilbronn, 1848, p. 12.

(2) Car le phénomène étudié n'empêche pas la force d'être centrale.

Si l'on suppose l'accroissement relatif $\frac{dM}{M}$ de la masse solaire proportionnel au temps et égal à $\frac{1}{2}sdt$, il vient en intégrant :

$n = n_0 e^{st} = n_0(1 + st + \ldots)$, n_0 étant la valeur de n pour $s = 0$ et la longitude moyenne l de la Terre devient :

$$l = \int_0^t n dt = l_0 + n_0(t + \frac{1}{2}st^2 + \ldots).$$

On voit que la chute des météores introduit dans la longitude de la Terre un terme $\frac{n_0 st^2}{2}$ qui pour $\frac{s}{2} = \frac{1}{30.10^6}$, équivaut au bout de 2.000 ans à 1/7e d'année. Or le Soleil ne nous paraît nullement en avance de 50 jours sur la position que lui assignent dans le Ciel les observations grecques.

Au surplus, avant d'atteindre le Soleil, les météores décriraient autour de lui des spirales, et pendant longtemps : il y aurait à tenir compte de ceci dans les mouvements des planètes intérieures. Newcomb (1) a bien calculé qu'un anneau d'astéroïdes dont la masse serait de 1/37.000.000e de celle du Soleil permettrait d'expliquer les déplacements encore mystérieux du nœud de Vénus et surtout du périhélie de Mercure ; mais il a été obligé de renoncer à cette idée car un pareil anneau, s'il existait, se verrait. Et pour qu'il tombe à peu près sur le Soleil, chaque année, la quantité de matière ci-dessus, il faudrait sans doute que l'anneau en contînt bien davantage.

L'hypothèse de Mayer, si séduisante qu'elle paraisse a priori, est donc inadmissible, à condition, spécifions-le bien, que l'énergie interne de la matière météorique elle-même — et nous verrons bientôt le sens de cette restriction capitale — n'intervienne pas.

3. Hypothèse de la Contraction de Helmholtz. — La Cosmogonie de Laplace, qui exige la condensation progressive de

(1) F. Tisserand, *Traité de Mécanique Céleste*, t. IV, 1896, p. 539 (Paris, Gauthier-Villars).

la nébuleuse originelle, contenait en elle-même *une* explication du mystère (1). La condensation, en se poursuivant chez le plus important des corps célestes qui subsistent, compenserait, par le dégagement de chaleur consécutif, les pertes dues à la radiation. Quand en effet un corps tombe graduellement pendant un certain temps à travers un milieu qui lui oppose une résistance et finit par l'arrêter, le frottement dégage autant de chaleur que si l'arrêt avait été instantané.

Si donc le Soleil se contracte — et, par le seul effet de la gravitation, il ne peut guère faire autrement — chaque particule de sa surface se rapproche du centre. Les éléments de volume des couches profondes, soumis à une attraction plus faible, subissent de moindres déplacements ; mais la masse entière participe à la régénération de la chaleur de l'astre.

Helmholtz est le premier qui ait eu cette idée en 1854 ; elle a été reprise depuis par de nombreux savants et en particulier par Lord Kelvin (2). — Cherchons avec celui-ci à calculer l'ordre de grandeur de l'énergie ainsi récupérée.

Supposons la contraction proportionnelle à la distance au centre (3) : si l'on appelle x la diminution annuelle du rayon R du Soleil, on aura, pour un point situé à une distance r du centre, une contraction $\frac{r}{R} x$. Appelons f la constante de la gravitation, ρ la densité de la matière solaire ; le travail fourni en un an par la contraction de la couche comprise entre r et $r + dr$ sera :

$$\frac{f}{r^2} \times \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \times 4\pi r^2 \rho dr \times \frac{r}{R} x = \frac{16}{3} \frac{\pi^2}{R} f \rho^2 r^4 x dr.$$

Le travail total pour le Soleil entier sera donc :

$$\frac{16}{3} \frac{\pi^2}{R} f \rho^2 x \int_0^R r^4 dr = \frac{16}{15} \pi^2 f \rho^2 R^4 x.$$

(1) H. von Helmholtz, *Philosophical Magazine*, série 4, t. XI, 1856, p. 489 (Conférence faite à Königsberg, le 7 février 1854).

(2) Sir W. Thomson (Lord Kelvin), *Conférences scientifiques et allocutions*, déjà citées, 1893, p. 238.

(3) Ceci pour tenir compte de ce que les densités vont certainement, du fait de la gravitation précisément, en croissant de la surface au centre.

Or nous avons vu qu'avec la constante d'Abbot la chaleur que le Soleil rayonne par an était $2{,}85.10^{33}$ petites calories ou 12.10^{40} ergs. En remplaçant dans les formules ci-dessus les données par leurs valeurs numériques, on trouve facilement $x = 38$ m. par an (1). Le rayon du Soleil doit donc diminuer du $1/20^{e}$ de sa valeur par million d'années; il faudrait 12.000 ans pour que le diamètre apparent diminuât de $1''$: il n'est donc pas surprenant que, depuis qu'il y a des astronomes sur Terre, ils ne se soient aperçus de rien (2).

Pourtant nous devons conclure de là que le Soleil, s'il continue à se contracter de la sorte, ne saurait avoir en perspective plus de 15 millions d'années d'existence, ce qui, lorsqu'on y réfléchit, n'est pas très considérable. Ceci bien entendu à moins que n'entre en jeu quelque source d'énergie dont nous n'avons pas encore fait état.

4. Energie gravitationnelle de formation du Soleil. — Voilà pour l'avenir; voyons maintenant le passé. Calculons l'énergie que le Soleil a pu accumuler en lui, depuis le début de sa genèse, à supposer qu'il se soit formé par agglomération de matériaux météoriques venant de l'infini. C'est en ce qui le concerne l'origine que Helmholtz et Lord Kelvin jugeaient la plus probable il y a 40 ou 50 ans (et il n'est pas dit que ce ne soit pas encore la plus probable).

Le travail accompli par un corps de masse $d\mathrm{M}$ venant de l'infini, sous l'action d'une force dont le potentiel est $\frac{f\mathrm{M}}{r}$, a pour valeur, d'après une définition bien connue du potentiel :

$$d\mathrm{W} = f\frac{\mathrm{M}}{r}\,.\,d\mathrm{M}.$$

On trouve alors, en considérant les $d\mathrm{M}$ comme des couches concentriques de masse $4\pi r^2\rho dr$ et en intégrant de

(1) L'hypothèse d'une contraction identique dans toute la masse (et non pas proportionnelle à r) conduirait à $x = 30$ m.

(2) Le mécanisme de la contraction est si efficace que, comme nous le verrons bientôt (v. p. 247), il peut amener le Soleil à se réchauffer malgré ses pertes, dès qu'on le suppose en équilibre adiabatique.

0 à R, R étant comme toujours le rayon du Soleil et M sa masse :

$$W = \int_0^R \frac{f}{r} \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \times 4\pi r^2 \rho dr = \frac{3}{5} f \frac{M^2}{R}.$$

Telle est l'énergie totale de gravitation du Soleil entier. En remplaçant les lettres par leurs valeurs, on trouve $5{,}3.10^{40}$ petites calories, soit 20 millions de fois le rayonnement annuel.

Ce calcul suppose la densité ρ constante partout, alors qu'elle est sûrement plus grande au centre qu'à la surface. Poincaré (1) a donc refait l'intégration en supposant $\rho = \frac{a}{r^\alpha}$ et, au lieu de $\frac{3}{5} f \frac{M^2}{R}$, il a trouvé :

$$W = \frac{3-\alpha}{5-2\alpha} f \frac{M^2}{R}.$$

Pour $\alpha = \frac{5}{2}$, W est infini. Mais cette loi de densité est fort peu probable ; celle résultant de la loi de Mariotte l'est bien davantage : elle donne $\alpha = 2$ (2) ou :

$W = \frac{fM^2}{R} = 33$ millions de fois le rayonnement annuel.

Les chocs mutuels des divers matériaux, au cours de l'agglomération, doivent dissiper en chaleur une part de cette énergie. Lord Kelvin évalue cette perte à la moitié tout au plus. Quoi qu'il en soit de cette estimation, on peut dire sans crainte de trop se tromper que, si l'on tient compte de toutes les sources d'énergie pratiquement connues en 1900, le Soleil n'a pas dû briller de son éclat actuel depuis plus de 30 millions d'années et très probablement pas depuis plus de 15 millions.

(1) *Leçons sur les Hypothèses Cosmogoniques*, Paris, 1911 (Hermann), p. 201.

(2) En effet, on a : $\frac{dp}{dr} = -\frac{fM\rho}{r^2}$ (équation du « baromètre »). Or si ρ est proportionnel à $r^{-\alpha}$, M l'est à $r^{3-\alpha}$ et p, d'après l'équation ci-dessus, à $r^{2-2\alpha}$. Mais, d'après la loi de Mariotte, p est proportionnel à ρ, donc $2-2\alpha = -\alpha$ et $\alpha = 2$.

Malheureusement il est presque certain que l'origine de la Terre — pour ne pas parler de celle du Soleil — remonte à une époque beaucoup plus reculée.

5. L'Age de la Terre. — On a imaginé plusieurs méthodes pour évaluer l'âge de la Terre : aucune n'est absolument sûre. Voici du moins celles auxquelles les spécialistes accordent le plus d'attention.

1° *Refroidissement terrestre* (*Lord Kelvin*). — Il est possible d'appliquer à la Terre la solution du problème classique traité par Fourier, du « Refroidissement par conductibilité d'un mur indéfini » (1). On suppose alors que la Terre, portée initialement à une température très élevée, s'est toujours trouvée depuis au contact d'un milieu plus froid — l'espace céleste — dont on prend la température comme zéro. Si maintenant on regarde comme connus la conductibilité moyenne des roches et le degré géothermique (ou augmentation de la température du sol avec la profondeur, 1° par 30 mètres environ), on peut déduire de l'analyse de Fourier le temps depuis lequel la Terre se refroidit, moyennant une hypothèse sur sa température de début. En admettant 3.000° pour la température des régions profondes du globe (qui doit être inférieure à la température initiale) on trouve que le refroidissement dure depuis plus de 100 millions d'années.

2° *Plissements montagneux* (*M. P. Rudzki*). — De la dilatation moyenne des roches, de leur conductibilité et du degré géothermique, Rudzki (2) déduit le raccourcissement annuel du rayon terrestre, par suite du refroidissement. Si maintenant les plissements montagneux de l'écorce sont dus à la contraction du noyau interne, on peut, en les étudiant, évaluer ainsi leur ancienneté. Rudzki trouve 3 milliards d'années, non sans faire toutefois quelques réserves sur la valeur précise du chiffre.

(1) Lord Kelvin, *Mathematical and Physical Papers*, 1882 à 1911 (Cambridge University Press), t. III, p. 295. — Voir aussi H. Poincaré, *Leçons sur les Hypothèses cosmogoniques* (déjà citées), p. 209.

(2) *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie, Classe des Sciences Mathématiques et Naturelles*, février 1901. — Et aussi : Poincaré, *loc. cit.*, p. 218.

3° *Salure de la mer (J. Joly)* (1). — La mer est salée, pense-t-on, du fait des sels solubles dont se chargent les eaux de pluie qui balayent sans cesse la surface des continents et, par les fleuves, se déversent dans l'océan : c'est là un phénomène irréversible dont les effets vont toujours en s'accumulant. En partant du débit total des rivières et de la composition moyenne des eaux de pluie, on trouve ainsi des durées comprises entre 90 et 140 millions d'années.

4° *Epaisseur des sédiments.* — L'épaisseur des sédiments (2) depuis le Cambrien s'élève à 30 kilomètres environ ; on estime d'autre part que 1 mètre de sédiment exige pour se former de 3.000 à 20.000 ans. La Terre aurait ainsi, d'après ces évaluations assez vagues, de 90 à 600 millions d'années.

5° *Radioactivité des roches (Strutt, Boltwood).* — L'Uranium dégage sans cesse de l'Hélium, avec une lenteur très grande mais connue avec précision, en même temps qu'il laisse comme résidu du Radium et du Plomb. En analysant les roches uranifères, on peut donc savoir depuis combien de temps cette désintégration atomique se poursuit (3). On trouve ainsi — confirmation suggestive de la méthode — des durées d'autant plus longues que les roches sont géologiquement plus anciennes. Le début des temps primaires remonterait, d'après cela, à 1 ou 2 milliards d'années.

Le dernier de ces modes d'évaluation est probablement le meilleur, quoique tous rencontrent des objections plus ou moins graves, dont quelques-unes sautent aux yeux. Il est cependant extrêmement remarquable que tous aboutissent à des nombres du même ordre, invariablement supérieurs à 80 millions d'années. On ne peut vraiment guère supposer la

(1) *Transactions of the Royal Society of Dublin*, vol. VII, série 3, 1902, p. 22. — Et aussi : G. H. Darwin, *Nature*, t. LXXII, 1905, p. 443, et plus récemment : J. Joly, *Philosophical Magazine*, 6e série, t. XXII, 1911, p. 357.

(2) Sir Archibald Geikie, *British Association Report*, 1899, p. 718. — Et encore A. de Lapparent, *La destinée de la terre ferme et la durée des temps géologiques*, 1907, p. 58 (Paris, Bloud).

(3) J. Joly, *Radioactivity and Geology*, 1909 (Londres, Constable). Et aussi : *Nature*, t. LXXXVII, 1911, p. 98.

Terre plus ancienne que le Soleil : il y a donc bien des chances pour que celui-ci tire la plus grande partie de son énergie de sources non encore envisagées par Mayer, Helmholtz ou Lord Kelvin.

6. Intervention possible d'énergies intra-atomiques. — On a songé à la radioactivité. Il n'est pas vraisemblable que ce soit encore là la solution cherchée, du moins si on prend le mot à la lettre. Le Radium et ses congénères sont en effet des éléments bien exceptionnels. Une teneur de 1/500.000e de Radium (en masse) expliquerait à la vérité le rayonnement solaire (1) ; mais le Radium se désagrège trop vite : en 2.000 ans, il y en a près de la moitié de disparu. L'Uranium « vit » des millions de fois plus longtemps ; son dégagement de chaleur est, par contre, beaucoup trop lent. On pourrait être tenté de recourir à des phénomènes du même genre sans pour cela mettre en cause les substances radioactives proprement dites, en admettant qu'aux énormes températures solaires (2) tous les éléments deviennent plus ou moins radioactifs : le caractère arbitraire de pareilles hypothèses les rend aussi difficiles à démontrer qu'à réfuter.

La radioactivité n'est du reste qu'une des manifestations de l'énergie intra-atomique et, dans cet ordre d'idées, il n'est pas douteux que nous ayons à notre disposition des réserves d'énergie presque illimitées. La Physique moderne nous a appris en effet que, de même que l'énergie a de la masse, de même qu'un poids de 1 kilogramme pèse 1 kilogramme plus quelque chose une fois chauffé à 100°, de même la masse est réductible à l'énergie dans un certain sens. Plus explicitement, la masse d'un corps est égale à la quantité d'énergie qu'il contient divisée par le carré de la vitesse de la lumière :

(1) W. E. Wilson, *Nature*, t. LXVIII, 1903, p. 222. — Voir aussi : G. H. Darwin, même recueil, même volume, p. 496 et encore (sous d'autres signatures), pp. 549, 572 ; t. LXIX, 1904, p 12. — L'absence des raies du Radium dans le spectre solaire a été discutée par M. Ch. Ed. Guillaume : *Revue Générale des Sciences*, t. XV, 1904, p. 576.

(2) A l'intérieur du Soleil, la température peut atteindre des millions de degrés (v. p. 555). Mais il faut dire que, dans les expériences de laboratoire, ce facteur n'a jamais paru influer sur la radioactivité.

$M = \frac{E}{V^2}$. A ce compte-là, la perte d'énergie annuelle relative du Soleil $\frac{dE}{E}$ $\left(\text{ou } \frac{dM}{M}\right)$ ne représente que $0{,}7.10^{-13}$ de sa masse (1) : rien ne s'oppose donc à ce qu'il éclaire encore nos descendants pendant 15 trillions d'années. Les géologues les plus exigeants ne peuvent manquer de se trouver satisfaits. Il est bon d'ajouter que le Soleil ne saurait recéler *en lui-même* une provision d'énergie plus grande et la limite supérieure que nous venons d'indiquer impose une borne aux exagérations possibles.

Il y a cependant ici un point noir : pour que le Soleil puisse bénéficier de toutes ses ressources, ce ne sont pas seulement ses atomes qui devraient se désagréger, *mais bien leurs électrons et leurs noyaux positifs*. L'expulsion d'un électron de l'atome absorbe en effet de la chaleur au lieu d'en dégager et c'est seulement pour créer les électrons (et les centres positifs) eux-mêmes que la Nature a dû accumuler en eux de l'énergie qui ne serait libérée que si, à la faveur des énormes températures de l'intérieur de l'astre, ils venaient à s'anéantir.

Certains astronomes ne reculent pas devant cette hypothèse audacieuse (ou tout au moins l'admettent implicitement) et c'est assurément, tout compte fait, à l'heure actuelle, la plus vraisemblable. Aussi quelques-uns, reprenant l'idée de Sir John Herschel et de Mayer, en ont-ils profité pour chercher de nouveau dans des chutes météoriques la cause de l'entretien de la chaleur solaire. Telle est l'opinion qu'a soutenue hardiment M. W. D. Mac Millan (2) : très séduisante en elle-même, elle évoque malheureusement des phénomènes dont nous n'avons aucun exemple et il n'est pas aisé de la contrôler.

(1) J. Bosler, *Thèse*, 1912 (Paris, Gauthier-Villars), p. 92. — A lire également sur ce sujet : A. S. Eddington, *The Observatory*, t. XLII, 1919, p. 371 ; t. XLIII, 1920, p. 352 et *Nature*, t. CVI, 1920, p. 14 ou *surtout* t. CXVII, 1926, suppl^t p. 25.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XLVIII, 1918, p. 35 et aussi *Scientia*, t. XVII, 1923, pp. 3 et 103. — Voir également : P. Salet, *Revue du mois* t. XI, 1914, p. 319.

Sans remonter aussi loin, une autre conception sur laquelle M. Jean Perrin (1) a attiré l'attention, la formation des corps simples à partir de l'atome d'Hydrogène, suffit à donner une solution au problème, solution qui n'est peut-être pas complète ni définitive — cela, le saura-t-on jamais ? — mais qui satisfait provisoirement l'esprit.

7. Les isotopes et l'énergie de formation des atomes. — Il y a longtemps qu'on soupçonne que tous les corps « simples » de la Chimie peuvent s'être formés par agglomération d'atomes d'Hydrogène. Mais, pour que cette idée émise par W. Prout au début du XIX^e^ siècle entraînât l'adhésion générale, il aurait fallu que les poids atomiques de tous les éléments fussent des multiples de celui de l'Hydrogène, c'est-à-dire, quand on pose : H = 1, fussent des nombres entiers. L'existence de poids atomiques fractionnaires, tels que Cl = 35,46 ou Mg = 24,30, avait fait renoncer les chimistes à l'hypothèse de Prout : les recherches de ces dernières années viennent de lui donner un nouvel essor.

On a d'abord découvert les Isotopes. Un corps considéré jusqu'ici comme simple peut être le mélange de plusieurs autres corps *isotopes*, de poids atomiques voisins mais de propriétés chimiques identiques. Or M. F. W. Aston (2) a réussi à montrer que les poids atomiques fractionnaires résultaient de l'union en proportion définie d'isotopes de poids atomiques entiers. Ainsi le Chlore est un mélange de deux corps de poids atomiques 35 et 37, le Magnésium de trois corps de poids atomiques 24, 25 et 26, etc.. L'objection d'autrefois n'est donc plus valable.

D'autre part le poids atomique de l'Hydrogène a été mieux étudié : il n'est pas exactement égal à 1 (lorsqu'on suppose, comme on le fait d'ordinaire en Chimie O = 16) mais bien à 1,0077. Si les poids atomiques des autres corps simples

(1) *Annales de Physique*, t. XI, 1919, p. 5. Et : *Bulletin de la Societe Astronomique de France*, t. 36, 1922, p. 49.

(2) *Les Isotopes* (traduction S. Veil) 1923 (Paris, Hermann). — Les mémoires originaux ont paru dans le *Philosophical Magazine* en 1919 et 1920.

sont entiers, il semble y avoir dans chaque cas un petit excès de matière qui s'est évanoui.

On pourrait croire que la loi de Lavoisier sur la conservation de la masse n'est pas rigoureuse. Il est plus naturel de penser que la masse manquante correspond, si l'on admet l'équivalence de la masse et de l'énergie, à la chaleur de formation de l'élément envisagé à partir d'atomes d'Hydrogène. Ainsi les 7,7 mmg. qui, par gramme d'Hydrogène aggloméré en éléments plus complexes, paraissent se perdre font 0,0077 $(3.10^{10})^2$ ergs ou 160 milliards de calories. Nous sommes loin, on le voit, des chaleurs de formation de la Chimie ! Mais le plus remarquable — et c'est là que nous voulions en venir — c'est que nous pouvons trouver, avec M. Jean Perrin, dans ce prodigieux dégagement de chaleur qui accompagne la genèse des atomes, *une* clef du problème de la radiation solaire. Le Soleil perd annuellement, nous l'avons vu, $2{,}85.10^{33}$ petites calories soit 1,42 calories par gramme de sa masse. Si donc ce que Lockyer appelait « l'Evolution Inorganique » se poursuit depuis les origines parallèlement à l'évolution des astres, la condensation d'atomes d'Hydrogène en atomes chimiques variés suffit à entretenir le rayonnement solaire au taux actuel durant 113 milliards d'années.

Dans cette hypothèse, tout se passerait à l'intérieur du Soleil comme dans une combustion. Quand on brûle du charbon dans un foyer, on met en liberté la chaleur de formation de l'acide carbonique résultant de la combustion et c'est cette chaleur qu'on utilise. Mais il faut tout d'abord allumer le feu, élever suffisamment la température en un point donné, pour disloquer les premières molécules de Carbone et d'Oxygène et leur permettre de s'unir : une fois commencé, le phénomène qui dégage de la chaleur se poursuit de proche en proche. Ici les combinaisons de molécules céderaient la place à des assemblages d'atomes et c'est l'énergie de gravitation — celle-là même dont nous parlait Helmholtz — qui, en réunissant ensemble les divers matériaux qui constituent le Soleil et en produisant le dégagement initial d'énergie, jouerait le rôle de l'allumette.

On le voit, l'énergie de formation des atomes est certainement l'une des sources de la chaleur solaire. Est-ce la seule? Il semble bien, comme nous l'avons donné à penser, qu'il faille, malgré tout, faire intervenir l'énergie interne des électrons eux-mêmes. L'hypothèse ci-dessus exigerait en effet que les étoiles « jeunes » fussent principalement formées d'Hydrogène : or divers calculs de M. Eddington (1) paraissent conduire, pour ces étoiles, à des poids atomiques plus élevés. Aussi, les recherches les plus récentes sur cette question — d'ailleurs à l'ordre du jour — tendent-elles plutôt à ne pas trop préciser le mécanisme par lequel s'effectue, au sein des astres, la transformation de la matière en énergie rayonnante.

(1) Voir plus loin, p. 555.

CHAPITRE VII

ÉQUILIBRE ADIABATIQUE D'UNE MASSE GAZEUSE

1. Equilibre isothermique, adiabatique, radiatif. — Quelle que soit l'hypothèse qu'on adopte pour expliquer l'entretien continuel du rayonnement solaire, le problème de l'équilibre d'une masse gazeuse sous l'action de la Gravitation et des lois connues de la Physique ne s'en pose pas moins. Il se pose même indépendamment de l'exactitude objective des résultats qu'on peut espérer de sa solution ; la portée de cette recherche dépasse d'ailleurs le monde solaire et, pourvu qu'on n'omette aucune donnée essentielle, elle s'étend évidemment aux étoiles. Pour fixer les idées, nous nous occuperons cependant plus spécialement ici du Soleil.

Par le seul effet de la gravitation, l'astre envisagé prend naturellement une forme sphérique et sa masse se répartit en couches concentriques. En chaque point, l'état physique est défini par la distance au centre, la pression, la température et la densité, les différents éléments de volume s'attirant mutuellement suivant la loi de Newton. Quel est l'état d'équilibre que va prendre la masse gazeuse ?

Qualitativement, on peut répondre à cette question de plusieurs manières.

1° *Equilibre isothermique.* — Si les courants intérieurs sont supposés impossibles par suite notamment de la viscosité ou même de la rigidité de la matière, les températures, en admettant qu'elles aient été différentes à l'origine, finiront par s'égaliser graduellement sous l'influence de la conductibilité et, lorsque l'état final sera atteint, la température sera partout uniforme : il y aura, comme on dit, équilibre isothermique.

2° *Equilibre adiabatique.* — Si, au contraire, la conduc-

tibilité étant nulle, des brassages continuels s'effectuent à travers toute la masse, soit que des éruptions violentes y éclatent à intervalles rapprochés, soit que des tourbillons y prennent naissance pour des raisons quelconques, chaque élément de volume, du seul fait de son déplacement, change aussi de densité et de pression. Or nous savons que, dès qu'on comprime un gaz dans un récipient imperméable à la chaleur, le gaz s'échauffe ; inversement la détente d'un gaz comprimé le refroidit. Par suite, dans un corps céleste gazeux de conductibilité négligeable, un élément matériel déterminé qui change de place change aussi de température pour prendre celle répondant à sa nouvelle position. A chaque point de la masse correspondent ainsi une densité, une pression et une température bien définies : il y a équilibre convectif ou adiabatique. Cet équilibre n'est pas détruit par la circulation d'une partie de la matière à l'intérieur d'un tube fermé sur lui-même ; le moindre déplacement interne suffirait au contraire, en vertu des principes que nous venons de rappeler, à détruire un équilibre isothermique, une fois le régime permanent atteint.

L'équilibre adiabatique a été longtemps regardé comme celui que les astres tendent vraisemblablement à réaliser : c'est à son étude que se sont surtout attachés les théoriciens dont nous allons exposer succinctement les travaux. Si, conformément aux notations usuelles, on désigne par p, ρ, T, la pression, la densité et la température absolue en chaque point, les conditions générales de l'équilibre adiabatique s'écrivent comme on sait :

$$p = R\rho T \text{ (loi de Mariotte-Gay-Lussac)}$$

$$p = K\rho^{\gamma} \text{ (loi de Laplace).}$$

R et K étant des constantes et γ le rapport $\frac{C}{c}$ des deux chaleurs spécifiques, à pression constante et à volume constant.

3° *Equilibre radiatif.* — Nous avons admis dans ce qui précède que la chaleur ne se transmettait que par conducti-

bilité ou par convection : nous avons ainsi implicitement supposé la matière solaire trop opaque pour que l'énergie pût s'y propager par radiation. Quand on écarte cette restriction, la gravitation n'est plus la seule force à envisager : il s'y ajoute la pression de radiation ou de Maxwell-Bartoli que le rayonnement exerce sur tous les corps qu'il frappe. Cette force, proportionnelle à la 4e puissance de la température absolue, a pour mesure la quantité d'énergie rayonnante contenue dans l'unité de volume : son importance, dans le cas du Soleil, est négligeable pour les couches superficielles, où elle n'atteint pas la 1/10.000e partie de la gravité ; mais il n'en va pas de même des couches profondes, où la température est vraisemblablement très élevée et, dans les grandes étoiles souvent plus chaudes encore que le Soleil, il devient nécessaire de tenir compte de ce nouveau facteur. On est alors en présence de l'équilibre radiatif : la chance a voulu que son étude (qui n'a été entreprise que tout récemment) se trouvât grandement facilitée par celle de l'équilibre adiabatique qu'elle vient compléter. Comme d'autre part la théorie de l'équilibre radiatif est assez intimement liée aux idées de M. H. N. Russell sur l'évolution stellaire, nous en ferons l'objet d'un chapitre à part (chap. IV, 4e Partie) et nous nous bornerons à considérer pour l'instant le cas plus simple de l'équilibre adiabatique.

2. Paradoxe de Lane. — Nous avons vu qu'une masse gazeuse comme le Soleil se contracte en même temps qu'elle perd de la chaleur par rayonnement : c'est le principe même de la théorie de Helmholtz. Or, lorsqu'il y a équilibre adiabatique, la chaleur dégagée par la contraction fait en général *plus* que compenser les pertes, de sorte que la température finit par s'élever. On arrive donc à cette conclusion surprenante que plus un corps céleste perd de la chaleur plus il s'échauffe. Il y a là un phénomène extrêmement paradoxal dont la découverte paraît due à J. Homer Lane (1) et qui mérite d'autant plus qu'on s'y arrête qu'il

(1) *American Journal of Science*, 2e série, t. L, 1870, p. 57. — Le mémoire de Lane n'énonce pas explicitement le paradoxe, qui en résulte cependant.

intervient dans le problème de l'évolution des étoiles, tel que les recherches de MM. Russell et Eddington nous ont appris à l'envisager.

1° — Démontrons d'abord que, dans une sphère gazeuse en équilibre adiabatique, la température absolue varie en raison inverse du rayon. — Appelons M la masse intérieure à la couche de rayon r (fig. 77). On aura évidemment, avec les notations déjà employées et avec des unités telles que la constante de la gravitation soit égale à 1 :

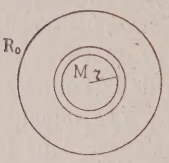


Fig. 77.

$$(1)\quad dM = 4\pi r^2 \rho\, dr \qquad (2)\quad \frac{dp}{dr} = -\rho\frac{M}{r^2} \qquad (3)\quad \frac{dp}{p} = \gamma\frac{d\rho}{\rho}.$$

Comme conditions aux limites définissant les constantes d'intégration, nous pouvons de plus écrire, R_0 étant le rayon extérieur du Soleil, M_0 sa masse totale, que

$$\text{pour } r = R_0 \quad : \quad M = M_0 \qquad p = 0.$$

et

$$\text{pour } r = 0 \quad : \quad M = 0.$$

Nous avons ainsi trois équations différentielles (1), (2) et (3) qui définissent M, p et ρ comme fonction de r. — Nous pourrions les intégrer et en déduire la solution du problème cherché ; mais, sans aller jusque-là, il est possible de tirer de ces équations leurs principales conséquences grâce à de simples considérations d'homogénéité.

Sans toucher à M, remplaçons dans (1), (2) et (3) r par μr μ étant un facteur constant. Alors ρ sera évidemment multiplié par μ^{-3} et p, d'après (2), par μ^{-4}. Comme, en vertu de l'équation $p = R\rho T$, T est proportionnel à $\frac{p}{\rho}$, il sera multiplié par μ^{-4}. Cela revient à dire que, quand la masse reste constante, la température T varie en raison inverse du rayon ou encore — puisque le volume diminue quand T croît — que le coefficient de dilatation de l'astre entier est négatif.

2° — Il suit de là directement qu'à un apport dQ de chaleur venant de l'extérieur correspond en général un *abaissement* dT de température et inversement qu'une perte calorifique

s'accompagne d'un échauffement. — En effet, U étant l'énergie interne de l'astre et v son volume, on a (1), d'après les formules bien connues de la Thermodynamique (2) :

$$dQ = dU + pdv \qquad dU = cdT \qquad pv = RT = (C - c)T$$

D'autre part, on vient de voir que T était proportionnel à r^{-1} ou à $v^{-\frac{1}{3}}$, donc :

$$\frac{dv}{v} = -3\frac{dT}{T}$$

et partant $$pdv = pv\frac{dv}{v} = -3(C - c)dT.$$

On en conclut : $dQ = (4c - 3C)dT$.

Or, pour les gaz monoatomiques — et ils le sont probablement tous aux très hautes températures solaires — $\gamma = \frac{C}{c} = 1{,}66$ et $4c - 3C$ est négatif. Il en est de même pour les gaz diatomiques, où $\gamma = 1{,}41$. Dans ces deux cas, dQ et dT sont donc bien, ainsi que nous l'avons annoncé, de signes contraires, ce qu'on peut encore exprimer en disant que la chaleur spécifique est négative. Ce n'est que pour les gaz polyatomiques, où $\gamma < 1{,}33$, que dQ et dT peuvent être de même signe, comme ils le sont toujours dans les conditions ordinaires.

Ainsi donc, dans le cas qui nous intéresse, plus l'astre rayonne par sa surface, plus en même temps, si ses constituants sont à l'état monoatomique (ou diatomique), il s'échauffe. Le paradoxe, on le voit — comme tous les paradoxes — n'est qu'apparent.

3. Calcul des densités, des pressions et des températures. — Pour arriver à des résultats numériques, il faut bien entendu intégrer effectivement les équations. La marche à suivre est la suivante.

(1) En exprimant les quantités de chaleur en unités mécaniques, en ergs par exemple.

(2) H. Poincaré, *Leçons sur les Hypothèses Cosmogoniques*, Paris, 1911 (Hermann), p. 221.

L'équation (2) donne évidemment :

$$\frac{d}{dr}\left(\frac{r^2}{\rho}\frac{dp}{dr}\right) = -4\pi r^2\rho ;$$

Comme $p = K\rho^\gamma$, on voit sans peine, après quelques transformations, que cette équation peut s'écrire :

$$\frac{K\gamma}{\gamma-1}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\rho^{\gamma-1}}{dr}\right) = -4\pi r^2\rho$$

ou, en posant :

$$\rho^{\gamma-1} = u \qquad \frac{1}{r}\sqrt{\frac{K\gamma}{4\pi(\gamma-1)}} = x,$$

$$(4)\quad \frac{d^2u}{dx^2} = -\frac{u^m}{x^4},$$

avec $m = \frac{1}{\gamma-1}$, γ étant supposé connu.

On a donc affaire à une équation du second ordre que l'on peut intégrer par approximations successives, quand on se donne les valeurs de u et de $\frac{du}{dx}$ pour une certaine valeur de x, par exemple quand on choisit arbitrairement la valeur de la densité au centre et quand on y pose (1) $\frac{du}{dx} = 0$. — La densité moyenne du Soleil (1,4) étant connue, il est alors facile d'exprimer les résultats trouvés pour u, c'est-à-dire pour ρ, en fonction de la densité moyenne.

Tels sont les calculs (dont le détail nous entraînerait trop loin) qui ont été effectués d'abord par Homer Lane et repris indépendamment par Lord Kelvin (2), puis plus récemment par M. T. J. J. See (3). Ils conduisent aux courbes ci-contre (fig. 78), qui représentent la loi de variation des densités et des températures en fonction de la distance au centre du Soleil, pour $\gamma = 1{,}666$ et pour $\gamma = 1{,}4$.

(1) On démontre sans peine que la masse intérieure au point correspondant à x est proportionnelle à $\frac{du}{dx}$: il suffit pour le voir de remplacer dans (1) r et ρ par leurs valeurs en fonctions de x et u.

(2) *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XXIII, 1887, p. 287.

(3) *Astronomische Nachrichten*, t. 169, 1905, n° 4053, p. 321 et (pour un erratum), t. 171, 1906, n° 4104, p. 386 et aussi t. 167, 1905, n° 3992, p. 113.

Dans l'hypothèse la plus probable où le Soleil serait à l'état monoatomique, la densité centrale serait de l'ordre de 30 (par rapport à l'eau). La pression au centre serait de l'ordre de 10 milliards d'atmosphères et la température de quelques dizaines de millions de degrés.

Cette température fantastique est due à ce que les gaz intérieurs doivent résister à la pression des couches situées au dessus et qui pèsent sur eux. Pour certaines étoiles très gros-

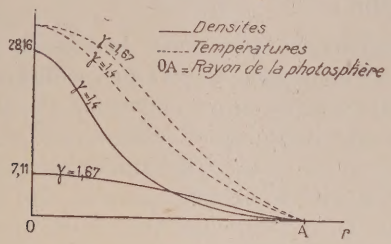


Fig. 78.

ses, on arriverait à des chiffres plus formidables encore. Ceci fait ressortir la nécessité, évidente par ailleurs, de tenir compte de la pression de radiation qui équilibre alors en partie la gravitation. La température centrale reste énorme, mais elle ne l'est plus autant.

4. Rigidité de la masse solaire. — La Gravitation a pour effet de conférer aux astres une rigidité mécanique que la matière dont ils sont formés n'aurait pas sans elle. Ce phénomène a été l'objet de recherches détaillées de la part de M. T. J. J. See (1).

Quand on étire une barre métallique de longueur l, son coefficient d'élasticité E est défini, comme on sait, en fonction de l'allongement dl et de la force dP par unité de section, au moyen de l'équation :

$$\frac{dl}{l} = \frac{1}{E}\, d\mathrm{P}$$

(1) *Loc. cit.* — Voir aussi, même Recueil, t. 171, 1906, n° 4104, p. 369.

S'il s'agissait d'un gaz dans un corps de pompe, cette équation deviendrait :

$$\frac{dv}{v} = -\frac{1}{E}dp$$

p et v étant la pression et le volume.

Mais la loi de Mariotte nous apprend qu'à température constante :

$$pdv + vdp = 0$$

On en conclut ; $E = p$

La pression moyenne joue donc, dans le cas d'une masse gazeuse, un rôle analogue à celui du coefficient d'élasticité des solides. Or cette pression moyenne, quand il s'agit du Soleil, la solution du problème de Lane permet de la calculer : M. See a trouvé ainsi 2.10^9 atmosphères, soit plus de 1.000 fois l'élasticité de l'acier.

Si donc une force extérieure avait à déformer le globe solaire, il résisterait 1.000 fois mieux que s'il était fait de l'acier le plus résistant, et cela sans cesser d'être gazeux. Des calculs très analogues concernent la résistance à la rupture : sous ce rapport également, le Soleil surpasse bien des milliers de fois les métaux les plus tenaces.

5. Conséquences de la rigidité solaire. — Le principal intérêt de ces considérations n'est pas dans les résultats numériques auxquels elles conduisent : le Soleil ne sera sans doute jamais soumis au traitement qu'elles impliquent. Mais elles nous font toucher du doigt la signification toute relative qu'il y a lieu d'attribuer aux notions d'état solide, liquide ou gazeux, dès qu'on sort des conditions habituelles, ce que nous savions du reste un peu déjà par les expériences d'Andrews et de Natterer. La gravitation s'ajoute ici aux effets de températures supérieures à tous les points critiques pour effacer toute distinction, et la meilleure définition qu'on puisse donner de l'état gazeux se réduit aux limites de validité des lois de Mariotte et de Gay-Lussac : on admet par exemple que, passé une certaine densité par rapport à l'eau, un corps ne peut plus être regardé comme gazeux.

Nous voyons également toutes les difficultés que peut rencontrer l'idée de courants de convection à l'intérieur des astres, sinon dans leurs couches superficielles : on ne conçoit guère de pareils courants à l'intérieur d'un bloc d'acier. La base même de l'hypothèse de l'équilibre adiabatique devient alors fort contestable et ceci montre combien s'imposait la conception nouvelle de l'équilibre radiatif, à laquelle la première peut cependant, nous l'avons dit, par un heureux hasard, servir d'approximation.

6. Théorie d'Emden. — Nous avons jusqu'à présent négligé la rotation solaire, d'ailleurs relativement très lente. M. R. Emden (1) en a tenu compte dans un mémoire des plus remarquables, sur lequel nous insisterons cependant peu car la pression de radiation qu'il laisse de côté joue dans le problème un rôle plus important que la rotation.

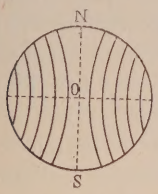


Fig. 79.

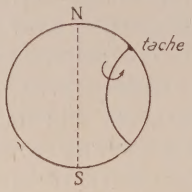


Fig. 80.

M. Emden démontre mathématiquement que le Soleil — le Soleil de Lane et de Lord Kelvin, mais en rotation — doit tendre à se partager en couches à l'intérieur desquelles le moment de rotation et l'énergie calorifique de chaque élément de volume restent constants. Ces couches sont séparées par des « surfaces de discontinuité », en forme d'hyperboloïdes de révolution autour de l'axe de rotation, qui glissent les unes sur les autres (fig. 79). Le Soleil ne saurait alors tourner tout d'une pièce et, comme il se contracte, les régions périphériques communiquent aux régions internes leur surcroît

(1) *Annalen der Physik*, 4e série, t. VII, 1902, p. 176. — Voir aussi : R. Emden, *Gaskugeln*, Leipzig, 1907 (B. G. Teubner).

de vitesse en vertu du principe des aires ; cette égalisation n'a d'ailleurs lieu qu'à l'intérieur de chaque couche car les surfaces de discontinuité s'opposent aux courants convectifs qui tendraient à les traverser. La forme de ces surfaces montre alors qu'au voisinage de l'équateur les échanges de vitesses sont presque impossibles ; les régions équatoriales doivent par suite tourner plus vite ; tel serait l'explication de la loi de Carrington.

Les frottements mutuels des couches contiguës engendrent nécessairement des tourbillons. Ce sont ces tourbillons qui, d'après M. Emden, donneraient naissance aux taches (fig. 80) : il est par suite naturel qu'on n'observe pas de taches près des pôles et qu'elles soient si rares à l'équateur.

Dans l'ensemble de ses recherches, sinon dans le cas très spécial des taches, M. Emden négligeait l'influence du frottement ou autrement dit de la viscosité de la matière solaire. MM. R. A. Sampson (1), J. Wilsing (2), E. J. Wilczynski (3) en ont tenu compte. Dans une belle série de recherches théoriques, ils ont montré que le frottement suffit à égaliser les vitesses solaires, mais que son influence est très lente : ce n'est qu'après d'immenses suites de siècles que le Soleil pourra tourner uniformément. La loi de Carrington ne serait plus alors qu'un vestige obscur des conditions initiales de la formation du Soleil et son origine, rejetée dans le passé le plus lointain, en rendrait ainsi l'explication moins impérieuse.

(1) *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, t. LI, 1894, p. 123.
(2) *Astronomische Nachrichten*, t. 127, 1891, n° 3039, p. 233. Et *Astrophysical Journal*, t. III, 1896, p. 247.
(3) *Astrophysical Journal*, t. IV, 1896, p. 101.

CHAPITRE VIII

LES PHÈNOMÈNES ÉLECTROMAGNÉTIQUES DANS LE SOLEIL INFLUENCE DES TACHES SOLAIRES SUR LE MAGNÉTISME TERRESTRE

1. Ionisation de la matière solaire. — Les très hautes températures qui règnent dans le Soleil comme dans les Etoiles — nous venons de voir qu'elles dépassent de beaucoup celles qu'on réalise dans les laboratoires — doivent avoir pour première conséquence de dissocier les molécules chimiques en atomes indépendants. Elles peuvent, non moins sûrement, faire davantage ; dissocier les atomes eux-mêmes, les ioniser par l'expulsion d'un ou plusieurs électrons. Les preuves spectroscopiques de cette ionisation sont nombreuses : nous y reviendrons en détail (1) quand nous nous occuperons des Etoiles. Mais nous pouvons noter dès maintenant que, sans parler de la chaleur ni de phénomènes dont l'intervention est plus douteuse, le principal agent d'ionisation de la matière abonde dans le Soleil : c'est la lumière sous toutes ses formes, particulièrement les rayons ultra-violets et les rayons X qui, dans les régions centrales, constituent certainement la plus grosse part du rayonnement (2).

En dehors de ce que nous apprend le spectroscope, d'autres faits d'observation plaident dans le même sens. Les énormes vitesses des protubérances semblent plus aisées à expliquer s'il ne faut y voir que des déplacements d'électrons, sans transport de matière proprement dite. L'électricité atmosphérique terrestre, la charge négative que les pluies

(1) Voir p. 539.
(2) Voir plus loin p. 548.

finissent par amener au sol et aussi les aurores boréales s'interprètent de même facilement si le Soleil inonde les hautes couches de l'atmosphère de torrents d'électrons négatifs qui ne peuvent guère provenir que de l'ionisation des éléments solaires.

2. Ondes hertziennes. — L'ionisation des gaz solaires ne fait donc pas de doute. Toute autre est la question de savoir s'il y a, dans le Soleil, des charges localisées tant soit peu importantes. On s'est demandé, dans cet ordre d'idées, si le Soleil nous envoyait des ondes hertziennes analogues à celles de la Télégraphie sans fil. Il émet évidemment des radiations de toutes les longueurs d'onde et il doit en émettre d'hertziennes, mais en quantité infinitésimale : il suffit pour s'en rendre compte d'appliquer la formule de Planck au calcul de l'intensité de radiations de 1 mètre de longueur d'onde : elle est négligeable. S'il existe cependant dans le Soleil des charges électriques localisées, il doit s'y produire des décharges ou de véritables orages analogues aux nôtres, qui peuvent donner lieu à des ondes de ce genre autrement abondantes que le rayonnement direct.

M. H. Ebert (1) en 1892 et plus tard M. Ch. Nordmann (2) en 1903 ont fondé là-dessus une théorie fort ingénieuse de la Couronne solaire, théorie que de curieuses expériences de laboratoire sont venues illustrer (3). Aussi M. Nordmann a-t-il cherché à enregistrer aux Grands-Mulets, sur le chemin du Mont-Blanc, les ondes hertziennes solaires. L'expérience n'a pas donné de résultat bien net, de sorte que le problème posé reste en suspens.

3. Radiations de courtes longueurs d'onde. — Si les ondes hertziennes du Soleil sont encore discutées, il est du moins certain que l'astre central nous envoie des rayons de très

(1) *Astronomy and Astrophysics*, t. XII, 1893, p. 804

(2) *Annales de l'Observatoire de Nice*, t. IX, 1905 et *Thèse de Doctorat*, Paris, 1903.

(3) *Astronomy and Astrophysics*, t. XI, 1892, p. 483 (Expériences de M. Pupin).

courte longueur d'onde, susceptibles de décharger les corps électrisés ou d'ioniser notre atmosphère. Pour ce qui est des rayons ultra-violets, la chose est connue depuis longtemps. Mais on vient de découvrir que des radiations beaucoup plus courtes encore nous parviennent des astres qui nous entourent et du Soleil sans doute comme des autres.

C'est grâce à la décharge « spontanée », longtemps jugée inexplicable, des corps électrisés à diverses altitudes que ces rayons sont venus à notre connaissance. Une série de travaux inaugurée vers 1903 par un groupe de physiciens anglais, continuée par d'autres depuis, a été reprise sur ce sujet dans ces derniers temps par M. R. A. Millikan (1). On a pu ainsi établir l'existence dans tout l'espace cosmique de rayons « ultra-X », de fréquence au moins 1.000 fois plus grande que celles des rayons X, soit 10.000.000 de fois supérieure à celles de la lumière visible. Ces radiations frappent la Terre, de toutes les directions de l'espace avec la même intensité, quelle que soit l'heure du jour ou de la nuit : elles ne viennent donc pas uniquement du Soleil, mais probablement de tous les astres. — Elles sont tellement pénétrantes qu'elles ne sont absorbées que par une épaisseur de 2 mètres de plomb, alors que les rayons X les plus « durs » n'en traversent guère plus de 1 centimètre : en rencontrant des molécules matérielles, les rayons de M. Millikan, tout comme les rayons X, en engendrent d'ailleurs d'autres de longueur d'onde plus grande.

Il s'agit là, on le voit, de radiations qui ne paraissent pas propres au Soleil seul, mais qui sont presque certainement émises par lui en abondance. Maintenant à quel mystérieux phénomène — intra-atomique probablement — doivent-elles leur existence? On ne saurait le dire encore; toujours est-il qu'il vient de surgir là, en Physique Céleste, un facteur nouveau dont le rôle peut être très grand.

4. Effet Richardson. — Mais revenons plus particulièrement au Soleil. On sait que les corps chauds émettent conti-

(1) *Proceedings of the National Academy of Sciences* (of Washington), t. 12, 1926, p. 48. — On trouvera là la liste des travaux antérieurs.

nuellement des myriades d'électrons : c'est ce qu'on appelait jadis « l'effet Edison », d'abord découvert dans les lampes à incandescence et dont les ampoules « Audion », si précieuses en T. S. F., ne sont qu'une brillante application. Ce phénomène (1) a été l'objet de nombreuses expériences de M. O. W. Richardson qui a étudié à ce point de vue une foule de corps et particulièrement les métaux : il donne lieu à des courants très intenses dont l'importance croît très vite avec la température, suivant une loi de la forme $A\sqrt{T}e^{-\frac{B}{T}}$. Le Soleil doit donc être le siège d'une émission analogue tendant à le laisser positivement chargé : la formule qui précède permet de prévoir, à une température de 6.000° abs., une densité électrique superficielle de l'ordre de 500 unités électrostatiques par centimètre carré, ce qui ferait monter la charge totale du Soleil à 10^{16} coulombs.

La réalité objective de cette charge, qui n'est pas très considérable étant donné les dimensions de l'astre, est loin d'être prouvée : c'est à peine si on en connaît le signe car les autres étoiles nous envoient vraisemblablement, elles aussi, des électrons en quantité inconnue, que le Soleil ne peut manquer d'attirer. Ajoutons que la chromosphère, en tant que formée de gaz lumineux, est sans doute très conductrice, partant susceptible d'atténuer beaucoup les effets électriques observables du dehors.

La plupart des astronomes considèrent néanmoins comme très probable la charge positive en question. Le Soleil serait à cet égard l'opposé de la Terre. Nous verrons qu'il possède par contre un champ magnétique de même sens que le champ terrestre, de sorte que les deux ordres de faits, électriques et magnétiques, auraient sur les deux astres une allure contradictoire, anomalie qui n'a peut-être pas ici autant d'importance qu'elle le paraît : les raisonnements fondés sur une prétendue analogie du Soleil avec la Terre n'ont en effet pas de base bien solide.

(1) O. W. Richardson, *The Emission of Electricity from hot bodies*, 2e éd. 1921 (Londres, Longmans). — Et aussi : Eugène Bloch, *Les Phénomènes thermioniques*, 1923 (Paris, Presses Universitaires de France).

Sir A. Schuster et avec lui d'autre s avants ont fait remarquer que si le Soleil émettait continuellement, sans compensation extérieure, des corpuscules négatifs, sa charge totale positive finirait par arrêter très vite toute émission ultérieure, si bien qu'on se demande même comment elle pourrait prendre naissance. L'objection est grave : elle n'interdit pourtant pas au Soleil la possibilité d'acquérir une certaine charge définie, mais beaucoup plus modeste que celle indiquée ci-dessus.

5. Rôle de la pression Maxwell-Bartoli. — S. Arrhénius (1) a en effet réussi, au cours de nombreuses publications, à répondre en partie à la critique de Sir A. Schuster. Les expériences de laboratoire nous apprennent que les particules matérielles chargées négativement, les ions négatifs, condensent les vapeurs plus facilement que les ions positifs : les électrons (provenant de l'effet Richardson ou d'autres causes) doivent donc s'entourer, au voisinage du Soleil, de groupes d'atomes ou de molécules que la pression Maxwell-Bartoli suffit à repousser en tous sens.

Cette pression (2) est proportionnelle à la surface des corps sur lesquels elle s'exerce, alors que la Gravitation l'est à leur volume : elle agit par suite d'autant plus que le corps frappé est plus petit. A la surface du Soleil, les deux forces se font équilibre pour des particules de 1 μ environ de diamètre ; la répulsion l'emporte pour les corps plus petits, au moins jusqu'à une certaine limite, car elle atteint sa valeur maximum (3) pour un diamètre égal au tiers de la longueur d'onde incidente.

Les queues des comètes sont presque certainement dues à cette cause et il est vraisemblable que son rôle est grand aux abords du Soleil. L'expulsion, par une force non-électrique, de particules négatives permet donc au Soleil de se charger positivement, tant que la pression de radiation l'emporte sur la gravité solaire et sur l'attraction électrostatique

(1) *Monthly Notices*, t. LXIV, 1904, Appendice, p. 50.
(2) Voir plus loin p. 421.
(3) K. Schwarzschild, *Sitzungsberichte der Münchener Akademie*, t. XXXI, 1901, p. 293.

réunies. M. Arrhénius a calculé ainsi que, pour que l'émission négative cessât, il faudrait que la charge positive du Soleil atteignît $2{,}5.10^{11}$ coulombs. C'est là le chiffre qu'en l'absence d'indications contraires il lui a paru le plus raisonnable d'admettre comme charge du Soleil.

Il est vrai qu'une fois cette charge acquise, le Soleil ne peut plus guère continuer à se charger de la même façon ; les éruptions protubérantielles, dont les vitesses dépassent parfois la vitesse critique (618 km./sec.), lancent bien dans l'espace de nouveaux électrons; mais ceux-ci sont peut-être bientôt remplacés par d'autres venus des étoiles...

6. Interprétation des Aurores Boréales. — Ces considérations peuvent sembler bien spéculatives. L'idée que l'espace cosmique est ainsi peuplé de particules errantes chargées électriquement n'est pourtant pas neuve. La découverte des rayons cathodiques, il y a une quarantaine d'années, a contribué à la faire naître et tour à tour Goldstein (1) (1881), A. Paulsen (2) (1894), M. H. Deslandres (3) (1896) et d'autres encore ont fondé sur elle d'ingénieuses interprétations de divers phénomènes célestes. Mais aucun de ces derniers ne pourrait s'expliquer plus clairement de cette façon, au moins dans ses grandes lignes, que les Aurores Polaires (4).

On admet (5) ainsi aujourd'hui que les particules émises par le Soleil viennent frapper, dans les hautes régions de l'atmosphère — entre 100 et 300 kilomètres d'altitude environ, le plus souvent entre 120 et 140 — les légers cirrus qui accompagnent presque invariablement les aurores. Les minuscules aiguilles de glace de ces nuages doivent être (tout comme les gouttes de la pluie) chargées négativement, car les ions négatifs condensent plus aisément la vapeur d'eau que

(1) *Annalen der Physik* (Wiedemanns), t. XII, 1881, p. 266.
(2) *Meteorologische Zeitschrift*, t. II, 1894, p. 450.
(3) *Ions, Electrons, Corpuscules*, Mémoires publiés par la Société Française de Physique, t. I, 1905, p. 153 (Paris, Gauthier-Villars).
(4) E. Mathias, *Traité d'Electricité Atmosphérique et Tellurique*, 1924, p. 337 (Paris, Presses Universitaires de France).
(5) P. Villard, *Le Radium*, t. III, 1906, p. 97.

les positifs ; elles constituent donc autant de petites cathodes secondaires qui, sous l'action des corpuscules solaires, donnent naissance à d'abondantes émissions locales de rayons cathodiques. Ces rayons s'enroulent alors autour des lignes de force du champ magnétique terrestre (1) (fig. 98) et se manifestent à nous sous les apparences de l'Aurore Boréale.

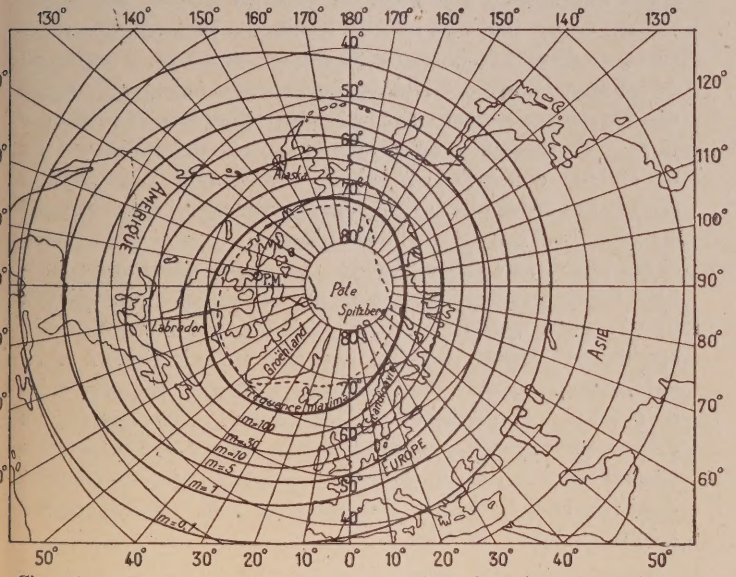


Fig. 81. — Fréquence relative des Aurores Boréales suivant les régions (d'après H. Fritz).

Cette interprétation est en parfait accord avec l'aspect des aurores ainsi qu'avec leurs principales particularités, notamment l'orientation des lueurs. Sa justesse a été brillamment corroborée par de nombreuses expériences où l'on a cherché

(1) On sait, en effet, que si l'on place un tube de Crookes dans un champ magnétique, les rayons cathodiques s'enroulent en hélice autour des lignes de force du champ. — P. Villard, *Les Rayons cathodiques*, 1900, p. 57 (Paris, Naud, Coll. *Scientia*).

à reproduire au laboratoire le phénomène de la Nature : celles de M. P. Villard surtout sont à cet égard frappantes.

Un point cependant restait énigmatique. On sait que les aurores boréales ont un maximum de fréquence le long d'une sorte d'ovale (fig. 81) qui entoure la région du pôle magnétique (1). Une expérience de Kr. Birkeland (2) rend compte de ce détail : lorsqu'on soumet à un bombardement cathodique une sphère aimantée, on aperçoit en effet autour de chacun de ses pôles un anneau lumineux. Or M. C. Störmer, au cours de recherches mathématiques étendues, a entrepris de calculer les trajectoires des corpuscules émis par le Soleil dans le champ terrestre : ses calculs permettent de retrouver la zone de fréquence en question ; seulement les dimensions de celle-ci concordent beaucoup mieux avec l'observation dans le cas de corpuscules chargés positivement que s'il s'agit d'électrons (3). Il est vrai que la Terre, avec son atmosphère et ses nuages, ne répond que très imparfaitement aux conditions théoriques supposées. Mais des travaux spectroscopiques plus récents, ceux de M. L. Vegard (4), ont montré que le spectre de l'Aurore Boréale, avec sa belle raie verte λ 5.577 si longtemps mystérieuse, coïncide sensiblement avec celui qu'émet la neige d'Azote, solidifiée sous l'action des rayons cathodiques : les rayons-canaux donneraient par contre des bandes que l'Aurore Boréale ne présente pas (5). — On peut dont regarder la théorie ci-dessus, due à M. Villard, comme très voisine de la réalité.

(1) H. Fritz, *Verzeichniz beobachteter Polarlichter,* 1873 (Vienne, in-4°).

(2) *Expédition norvégienne de 1899-1900 pour l'étude des Aurores Boréales,* 1901 (Christania, Jacob Dybwad).

(3) Les phénomènes d'Aurore Boréale et les problèmes qui s'y rattachent. Congrès des Mathématiques à Helsingfors *(Ve Congrès des Mathématiciens Scandinaves),* 1922 Rapport de M. C. Störmer. — Voir aussi : C. Störmer, *Terrestrial Magnetism,* t. XXII, 1917, pp. 22 et 97.

(4) L. Vegard, *Berichte über eine Expedition nach Finmarken,* 1912-1913 (Christiania, Skrifter udgivne af Videnskabsselskabet, t. 16). Et surtout : *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences,* t. 176, 1923, p. 947 ; t. 178, 1924, p. 1153 et t. 179, 1924, p. 35.

(5) *Comptes Rendus,* t. 179, 1924, p. 35.

7. Influence générale des taches solaires sur le Magnétisme Terrestre. — Les Aurores Boréales sont en relation étroite avec le Magnétisme Terrestre (1). Mais il y a une autre preuve, plus formelle encore, de l'existence de phénomènes électromagnétiques dans le Soleil, c'est l'influence de ses taches sur les mouvements de l'aiguille aimantée.

On se rappelle que la fréquence des taches du Soleil manifeste une période de 11 ans environ que présentent aussi les protubérances, les facules, les flocculi, les panaches et le spectre de la Couronne, etc. La concordance de tous ces effets avec les taches est déjà singulière : or John Lamont (2) a complété en 1851 la découverte de Schwabe par une autre, celle de la répercussion de cette périodicité sur la variation diurne des boussoles.

Ceci nécessite une courte digression. On définit d'ordinaire (3) les composantes du champ magnétique terrestre par 3 éléments : la déclinaison ou angle de la projection de l'aiguille aimantée sur le plan horizontal avec la direction du Nord géographique et les grandeurs des deux composantes horizontale et verticale de la force magnétique terrestre. Or l'aiguille éprouve, au cours de la journée, un mouvement régulier, périodique qui la fait osciller légèrement autour du méridien magnétique : la déclinaison est ainsi minimum vers l'Est aux environs de 8 heures du matin et maximum vers l'Ouest à 2 heures de l'après-midi. C'est l'amplitude de cette variation diurne de la déclinaison magnétique qui suit les vicissitudes des taches solaires. La concomitance des deux ordres de faits (fig. 82) est si frappante qu'il ne peut y avoir aucun doute sur leur parenté. — Peu après la découverte de Lamont, Sir Edw. Sabine montrait d'ailleurs que l'inclinaison de l'aiguille aimantée sur la verticale, ainsi que les intensités des

(1) Voir sur ces relations : A. Angot, *Les Aurores polaires*, 1895 (Paris, Alcan). — S. Lemström, *L'Aurore Boréale*, 1886 (Paris, Gauthier-Villars). — Ouvrage cité de E. Mathias. — Et plus haut p. 131.

(2) *Annalen des Physik*, t. LXXXIV, 1851, p. 580.

(3) E. Mascart, *Traité de Magnétisme Terrestre*, 1900, p. 134 (Paris, Gauthier-Villars).

composantes horizontale et verticale suivaient, elles aussi, une marche analogue (1).

Tout ce qui précède concerne les jours où le magnétisme terrestre n'est pas « troublé ». A certains moments, l'aiguille aimantée éprouve en effet de brusques soubresauts, simultanés en tous les points du globe et partant d'origine sûrement cosmique : ce sont les Perturbations, appelées aussi, quand elles se répètent avec persistance, Orages Magnéti-

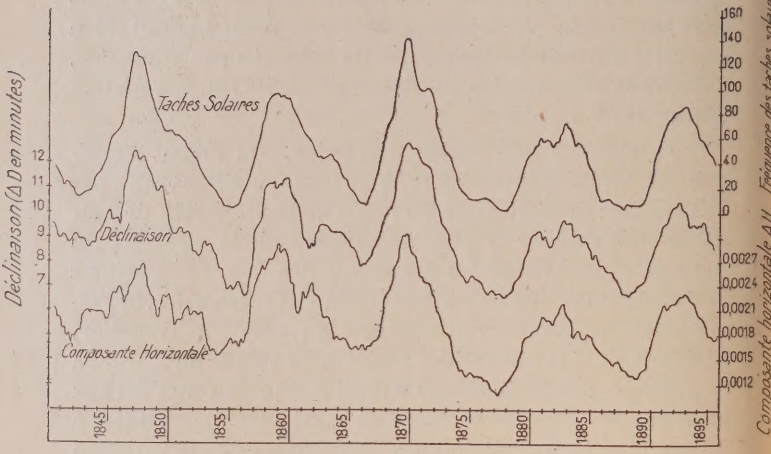


Fig. 82. — Relation de la fréquence des taches solaires avec l'amplitude des variations diurnes du Magnétisme Terrestre.

ques. Or les orages magnétiques sont à la fois plus nombreux et plus violents au cours des années de maxima des taches solaires (2).

Les Courants Telluriques (3) donnent lieu à des manifestations du même genre. Ces courants, qui circulent dans le

(1) *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, t. 142, 1852, p. 103. — Plus récemment : W. Ellis, *Proceedings of the Royal Society of London*, t. LXIII, 1898, p. 64.

(2) Sabine, *loc. cit.* — Ouvrage cité de Mascart, p. 292.

(3) Ouvrage cité de E. Mathias, 1924, p. 453.

sol en tout temps, sont très faibles d'ordinaire ; ils sont d'ailleurs sujets, eux aussi, à une variation diurne qui affecte à la fois leur direction et leur intensité. Mais aux époques de perturbation magnétique, ils deviennent si intenses qu'ils interrompent souvent les communications télégraphiques.

Enfin les aurores boréales paraissent suivre également le cycle des taches solaires : fréquentes les années où il y a des taches, elles sont rares les années où il n'y en a pas et cette loi est d'autant plus nette qu'on écarte mieux des statistiques les aurores purement locales pour envisager surtout celles intéressant de vastes régions du globe (1).

Tout cela établit avec certitude l'influence du Soleil sur le Magnétisme Terrestre. Celle-ci a cependant été niée longtemps. Faye, entre autres, la jugeait incroyable parce qu'inexplicable. Il est à peine besoin de dire qu'en pareille matière tous les raisonnements du monde ne prouvent rien ; les faits seuls comptent et ils sont ici catégoriques : reste à les interpréter.

8. Action d'une tache isolée. — La première idée qui vienne à l'esprit est de voir si une belle tache isolée agit sur le magnétisme. L'influence ne paraît en tout cas pas directe. On constate fréquemment, il est vrai, que de fortes perturbations coïncident avec le passage d'une grande tache ou d'un groupe de taches au méridien central du Soleil : c'est la loi que E. Marchand (2) découvrit en 1887 ; elle semble vérifiée dans l'ensemble ; mais elle ne l'est pas toujours et les opinions sont là-dessus quelque peu partagées : on croit généralement que c'est seulement de 20 à 50 heures (la plupart disent 45 heures) après le passage de la tache au méridien central que se produit le maximum d'action, sans que celui-ci soit d'ailleurs en rapport net avec la surface tachée. Il semblerait, en somme que les taches solaires nous envoient des sortes de « jets dirigés » de matière électrisée qui ne troubleraient nos boussoles qu'aux moments où

(1) *Ibidem*, p. 346.
(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 104, 1887, p. 135.

la Terre vient à les rencontrer. C'est l'idée soutenue par M. E. W. Maunder (1) et par plusieurs spécialistes : elle a donné lieu à de vives critiques (2), dues surtout à ce qu'il ne paraît pas possible à un jet de particules chargées de même signe de venir d'aussi loin sans se désagréger.

L'étude détaillée des faits montre de plus que ce sont surtout les taches en état de transformation rapide qui ont une influence : ce seraient alors les brusques déplacements de la matière solaire qui agiraient plutôt que cette matière elle-même, et ceci suggère aussitôt l'idée de phénomènes d'induction.

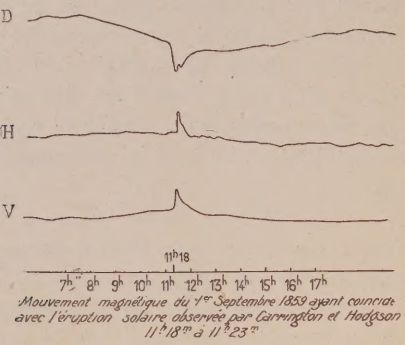


Fig. 83.

Si en général une tache particulière ne semble pas troubler directement le magnétisme terrestre, il y a eu cependant des exemples très rares mais indéniables, où une perturbation magnétique précise a eu son origine dans un phénomène solaire également déterminé. Tel a été le cas observé par Carrington et Hodgson, indépendamment (3), le 1er septembre 1859, où une sorte d'éruption très violente de matière solaire a été accompagnée d'un mouvement brusque de l'aiguille aimantée (fig. 83) et précédée puis suivie durant plusieurs jours d'un puissant

(1) E. W. Maunder, *Monthly Notices*, t. LXV, 1905, p. 2.

(2) A. Schuster, *Proceedings of the Royal Society of London*, t. LXXXV, 1911, p. 44.

(3) Voir plus haut p. 124.

orage magnétique. Un autre phénomène du même caractère, un peu moins saisissant quoique tout aussi indiscutable, a été observé par Ch. A. Young (1) les 3 et 5 août 1872 et l'on cite encore quelques autres exemples analogues.

Le Soleil a été ainsi, à plusieurs reprises, pris en flagrant délit (le mot est de Balfour Stewart) et, dans l'interprétation d'influences aussi mystérieuses, les occasions de ce genre, si exceptionnelles qu'elles soient, méritent la plus sérieuse attention.

9. Les taches n'agissent pas directement. — On a cherché à expliquer tous ces faits de bien des façons. Parmi les hypothèses avancées, beaucoup ne sont pas soutenables. Il est impossible, par exemple, de croire à un Soleil aimanté. Le champ perturbateur est de l'ordre de $1/20^e$ du champ terrestre normal, c'est-à-dire de $1/40^e$ de gauss. Or, s'il s'agissait d'un aimant de moment magnétique M, le champ à la distance r serait de l'ordre de $\frac{M}{r^3}$: l'aimantation solaire, quotient du moment par le volume, devrait alors dépasser 10.000 fois celle de la Terre (2), tandis qu'on sait fort bien qu'au-dessus de 800° le fer cesse d'être magnétique et aucun aimant permanent ne peut plus subsister.

Lord Kelvin, dans un calcul très intéressant (3), a signalé du reste toutes les difficultés que soulèverait l'idée d'une influence magnétique directe du Soleil, en raison de l'énormité de l'énergie en jeu. Envisageons, pour fixer les idées, un orage magnétique tel que celui du 25 juin 1885, où les anomalies de la force horizontale ont atteint $\pm 0{,}0005$ C. G. S. et ont duré 25 minutes dans chaque sens environ. Le champ magnétique H engendré par un aimant (ou un courant fermé)

(1) *Le Soleil*, traduction française, 1883, p. 124 (Paris, Germer-Baillière).

(2) Sir W. Thomson (Lord Kelvin), *Proceedings of the Royal Society of London*, t. LII, 1892, p. 107 et aussi *Nature*, t. XLVII, 1892-1893, p. 106.

(3) *Loc. cit. (Nature)*.

de moment M, à une distance r, dans une direction faisant avec l'axe magnétique un angle θ, a pour valeur

$$H = \frac{M}{r^3}\sqrt{1 + 3\cos^2\theta}.$$

L'énergie magnétique totale pour tout l'espace, donnée par la formule (1) bien connue $\int \frac{\mu M^2}{8\pi}$ (où dv est l'élément de volume, et μ la perméabilité magnétique, égale à 1 en unités électromagnétiques) s'écrit alors :

$$\frac{1}{8\pi}\int_0^{\pi}\int_R^{\infty} \frac{M^2}{r^6}(1 + 3\cos^2\theta)\, 2\pi r^2 \sin\theta dr d\theta = \frac{M^2}{3R^3},$$

R étant le rayon solaire.

Si l'on donne pour simplifier à M sa valeur minimum, c'est à dire si l'on suppose la Terre dans la direction de l'axe d'aimantation, on a :

$$M = \frac{r^3}{2} \times 0{,}0005$$

et, étant donné que la distance du Soleil à la Terre r vaut 215 R on trouve pour l'énergie totale $0{,}7.10^{39}$ ergs. Cette énergie, devant être dépensée en 25 minutes, revient à $4{,}6.10^{35}$ ergs par seconde. L'énergie du rayonnement solaire proprement dit ne représentant que 2.10^{33} ergs par seconde, on voit que les 8 heures qu'a duré cet orage magnétique nullement exceptionnel, équivalaient, avec les hypothèses adoptées, à 4 ou 5 mois de chaleur et de lumière au taux ordinaire (2).

L'action du Soleil n'est donc vraisemblablement pas directe et elle doit comporter quelque part une sorte de relais.

(1) O. D. Chwolson, *Traité de Physique*, trad. Davaux, t. IV, p. 97.

(2) Il est à noter que ce raisonnement n'est valable que pour des aimants permanents ou tout au moins pour des circuits électriques *fermés* équivalents : il ne serait pas applicable à des éruptions d'électrons ou de matière chargée (J. Bosler, *Comptes Rendus*, t. 149, 1909, p. 722).

10. Intermédiaire nécessaire des courants telluriques. — Ce relais, on l'a souvent cherché dans l'atmosphère terrestre et l'on s'est surtout fondé pour cela sur un travail de Sir A. Schuster (1), concernant la variation diurne régulière des éléments magnétiques. Sir A. Schuster a, croit-on, établi que les principales causes de la variation diurne sont au-dessus de nos têtes et son analyse semble bien en effet le montrer. Toutefois, le savant anglais a admis a priori l'existence

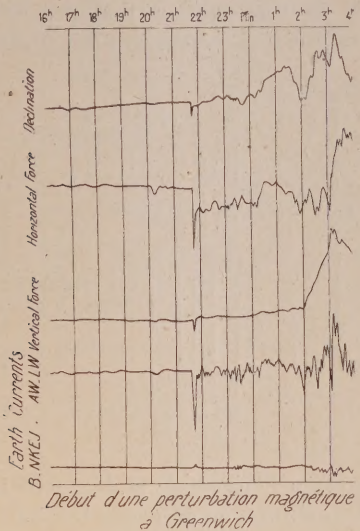


Fig. 84.

d'un champ magnétique troublant invariable au sein duquel tournerait la Terre : c'est ce champ-là qui devrait se trouver au-dessus de nous (2). Or l'hypothèse ainsi faite est bien limitative... Des causes attachées au sol y échapperaient. L'étude de la variation diurne constitue de plus un problème

(1) *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, t. 180 A, 1889, p. 467.

(2) W. von Bezold, *Sitzungsberichte der Kgl. Preuss. Akademie der Wissenschaften*, t. XVIII, 1897, p. 414.

distinct : la périodicité même du phénomène y fait pressentir des difficultés d'ordre météorologique qui ne se présentent pas au même degré avec les perturbations brusques auxquelles nous sommes ainsi ramenés.

Quand on examine la question des orages magnétiques de plus près, on note une série de circonstances qui attestent la prédominance, dans les perturbations, de l'élément local. Par exemple, sur les courbes des enregistreurs automatiques, les débuts (fig. 84), toujours brusques, se font presque infailliblement, en une station donnée, dans le même sens (1) ; ici, le premier soubresaut fait croître la déclinai-

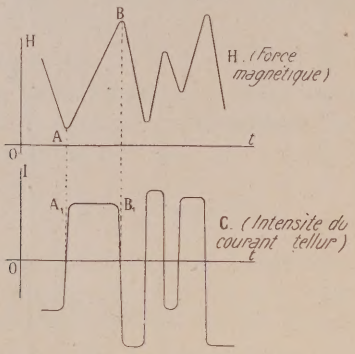


Fig. 85.

son, croître la, force horizontale et décroître la force verticale ; là, la déclinaison croît alors que les deux composantes de la force décroissent toutes deux, etc. D'un endroit à l'autre, les débuts diffèrent ; mais, en un même lieu, ils se ressemblent et, point capital, simultanés sur tout le globe (2), ils ne dépendent pas de l'heure ni de la saison. La cause *directe* des perturbations paraît donc être liée à la Terre et tourner avec elle.

D'autre part, les troubles des courants telluriques accom-

(1) W. Ellis, *Monthly Notices*, t. LXV, 1905, p. 520.

(2) Au moins dans les limites de précision des observations (± 2 min.). — Voir là-dessus : L. Rodés, *Terrestrial Magnetism*, t. XXVII, 1922, p. 161.

pagnant *toujours* les perturbations magnétiques, on s'est depuis longtemps demandé s'ils étaient engendrés par elles ou au contraire s'ils en étaient la cause. Dans le premier cas,

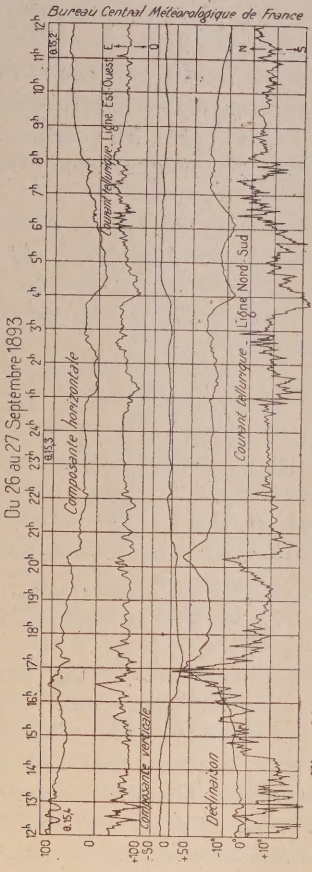


Fig. 86. — Variation des composantes du champ magnétique terrestre et du courant tellurique au Parc Saint-Maur, un jour d'orage magnétique (26-27 sept. 1893).

i étant l'intensité du courant et H celle du champ magnétique perturbateur, i serait proportionnel à $\frac{dH}{dt}$; dans le second, à H tout simplement. La première hypothèse était autrefois

presque universellement adoptée : elle exigeait que la courbe tellurique fût, partout et toujours, fort différente de la courbe magnétique correspondante, pour cette excellente raison qu'une fonction quelconque et sa dérivée par rapport à la variable indépendante n'ont en général pas du tout la même allure (fig. 85).

Or cette hypothèse est fausse (1). Dans le cas en effet où les lignes telluriques servant aux observations sont convenablement installées et orientées, les courbes des deux phénomènes, tellurique et magnétique, sont *parallèles*, ce qui

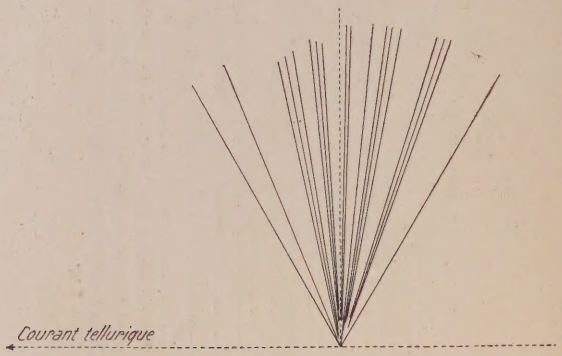


Fig. 87. — Direction relative du courant tellurique et du champ troublant relevé sur une série de courbes magnétiques.

suffit à montrer leur proportionnalité (fig. 86). De plus, on peut constater, par une étude appropriée, que le champ magnétique perturbateur est sensiblement perpendiculaire à la direction du courant tellurique troublant et que son sens (à gauche du courant) est bien celui qui répond à la loi d'Ampère (fig. 87). — On est donc en droit d'affirmer que les perturbations du courant tellurique font naître celles du champ magnétique terrestre de la même manière qu'un courant élec-

(1) J. Bosler, *Journal de Physique*, 5e série, t. II, 1912, p. 877. — Et aussi : *Traité d'Electricité Atmosphérique et Tellurique*, publié sous la direction de M. E. Mathias; 3e partie : *Les Courants Telluriques*, par J. Bosler (Paris, 1924, Presses Universitaires de France).

trique dévie l'aiguille aimantée dans l'expérience classique d'Oersted.

Et ces courants telluriques, ils suivent de préférence, dans le sol, ainsi qu'on pouvait s'y attendre, des trajets déterminés principalement par la nature géologique des diverses régions (1) : de là la direction privilégiée, dont nous parlions tout à l'heure, des mouvements brusques de début particuliers à chaque station.

11. Hypothèses sur les causes directes des troubles telluriques. — Les courants telluriques sont donc les causes directes des orages magnétiques : ils jouent vis-à-vis d'eux le rôle de relais. Reste à savoir comment le Soleil peut engendrer ces courants ou plutôt les faire varier. Là-dessus, il faut le dire, nous sommes encore dans l'ignorance et nous en sommes réduits aux hypothèses. Il se pourrait, par exemple, qu'un déplacement très rapide de matière électrisée dans le Soleil, tel qu'une protubérance, induisît dans l'immense circuit qu'est un grand cercle terrestre un courant sensible, sans que la force magnétique directe due à l'éruption le fût : le calcul est facile et il montre que l'idée est d'autant plus admissible que, dans un vaste circuit, le flux embrassé, dû à un champ faible, peut être très grand.

Il se pourrait aussi que les électrons et les particules chargées négatives venues du Soleil qui, affluant vers les pôles magnétiques, y provoquent les aurores boréales, aboutissent dans le sol, en y faisant naître des courants telluriques intermittents, comme les aurores boréales elles-mêmes, et soumis aux mêmes périodicités.

Quoi qu'il en soit, l'agent immédiat des orages magnétiques se trouve sous nos pieds, à quelques mètres de nous et non pas dans le Soleil, ce qui suffit à tourner l'objection de Lord Kelvin. Il n'en reste pas moins, dans l'ordre d'idées que nous venons d'aborder, bien des problèmes passionnants à élucider.

(1) J. Bosler, *Thèse de Doctorat*, 1912, p. 65 (Paris, Gauthier-Villars).

CHAPITRE IX

CHAMPS MAGNÉTIQUES DES TACHES SOLAIRES. CHAMP MAGNÉTIQUE GÉNÉRAL DU SOLEIL

1. Phénomène du Zeeman. — Si l'on ne connaît pas encore la cause véritable des taches du Soleil, on recueille peu à peu sur elles des informations qui permettront sans doute de la pénétrer un jour. C'est ainsi qu'un fait nouveau extrêmement important a été mis en évidence vers 1908 : l'existence, dans le noyau des taches, de champs magnétiques intenses. Nous sommes amenés à ce propos à dire quelques mots du phénomène de Zeeman qui seul a permis de déceler les champs en question.

Quand une source lumineuse, donnant un spectre de raies (gaz incandescent), se trouve placée au sein d'un champ magnétique puissant (1) et qu'on l'étudie au spectroscope, on remarque que ses raies sont modifiées de la manière suivante (2) :

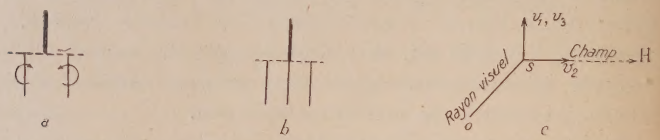


Fig. 88.

1° Si l'on observe parallèlement aux lignes de force, chaque raie du spectre se dédouble en deux composantes, polarisées circulairement en sens inverse (fig. 88*a*).

(1) Par exemple entre les pôles d'un puissant électro-aimant.

(2) Sur tout ceci voir : R. W. Wood, *Optique Physique*, traduction Labrouste et Vigneron, 1914, t. II, p. 204 (Paris, Gauthier-Villars).

2° Si l'on observe perpendiculairement aux lignes de force, chaque raie devient triple : les trois composantes sont polarisées rectilignement (fig. 88*b*) ; la direction des vibrations des deux composantes extrêmes est la même et elle est perpendiculaire à la direction des vibrations de la composante centrale, direction qui est parallèle au champ (fig. 88*c*).

Dans le cas de l'observation parallèle aux lignes de force, le sens des vibrations circulaires dépend de la direction du champ, vers l'observateur ou en sens opposé.

S'il s'agit, comme le plus souvent dans le Soleil, d'un spectre d'absorption et non pas d'un spectre d'émission, les polarisations des composantes des doublets et triplets sont interverties.

De toute façon, la séparation, c'est-à-dire l'écart maximum des composantes, est proportionnelle au champ magnétique et aussi, dans une même série spectrale (1), au carré de la longueur d'onde de la raie étudiée.

Tout ce que nous venons de dire s'applique uniquement au cas le plus simple, dit « cas normal » du phénomène de Zeeman. En fait, celui-ci est la plupart du temps beaucoup plus compliqué : les doublets ou triplets deviennent des quartets, des sextuplets, des octets, etc., de polarisations plus ou moins complexes. Toutes les raies spectrales ne sont du reste pas également sensibles au champ magnétique : les spectres de bandes, notamment, y sont particulièrement rebelles.

De vastes recherches expérimentales ont été entreprises, dans les divers laboratoires du monde, pour étudier, autant que faire se peut, toutes les raies des principaux éléments. On a réalisé dans ce but des champs magnétiques de puissances croissantes ; les plus intenses ne dépassaient guère, en 1913, 40.000 gauss ; MM. H. Deslandres et A. Perot (2), au cours de très belles expériences exécutées à l'Observatoire de Meudon, ont réussi en 1914 à atteindre 70.000 gauss.

(1) On sait, en effet, que les raies d'un même spectre peuvent, en général, se classer en séries régulières (Voir p. 490).

(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 159, 1914, p. 438.

2. Expérience de Hale. — Nous avons vu que les spectres des taches sont, comme celui de Fraunhofer, des spectres d'absorption, mais qu'on y constate de nombreux élargissements de raies et parfois des renversements (fig. 44, Chap. II) : la raie sombre, dilatée, est alors interrompue en son milieu par une raie brillante. Ces singularités étaient longtemps restées énigmatiques : on les attribuait à des effets d'absorption qui, eux-mêmes, ne s'expliquaient pas toujours sans contradictions (1). M. G. E. Hale soupçonna, en 1908, dans ces raies anormales, des doublets ou des triplets dus à des champs magnétiques et que la dispersion insuffisante des appareils en service empêchait de voir nettement séparés. Voici l'expérience qu'il imagina alors dans le but d'étudier le phénomène (2) (fig. 89).

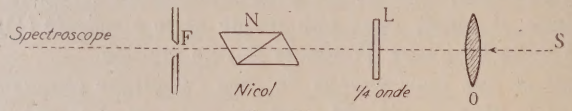


Fig 89.

Un puissant objectif O, précédé d'un cœlostat, donne dans son plan focal F une image du Soleil de grandes dimensions, image qu'on recueille sur la fente d'un spectroscope, mais après lui avoir fait traverser successivement une lame quart d'onde L, suivie d'un nicol N orientable à volonté. Tel est l'appareil.

Supposons qu'on observe ainsi le spectre d'une tache centrale ; admettons que le champ magnétique à déceler soit normal à la surface solaire et dirigé vers l'observateur. Dans le cas des raies que nous avons appelées « normales », on doit s'attendre à voir un doublet à composantes polarisées circulairement en sens inverse.

Cela étant, la lame quart d'onde, par la différence de phase 1/4 qu'elle introduit entre les deux composantes rectilignes d'uue vibration circulaire, la transforme, comme

(1) Voir p. 153.
(2) *Astrophysical Journal*, t. XXVIII, 1908, p. 315.

on sait, en vibration rectiligne et les deux vibrations rectilignes ainsi engendrées sont perpendiculaires (1) : OA (fig. 90) correspond par exemple à la composante de droite du doublet, OA′ à celle de gauche.

Le nicol, à condition qu'on l'oriente convenablement, éteint alors à volonté soit OA, soit OA′ et le doublet (ou, si l'on préfère, la raie renversée) a ainsi une de ses moitiés sombres supprimée : celle de droite pour une position du nicol, celle de gauche pour la position perpendiculaire. — Si donc on photographie côte à côte, sur une même plaque, les deux spectres correspondant aux deux positions du nicol, la raie étudiée paraît décalée d'un spectre à l'autre (fig. 91) et le décalage mesure l'intensité du champ (2) : il suffit pour cela de le comparer à l'effet produit sur la même raie du même élément par des champs magnétiques connus.

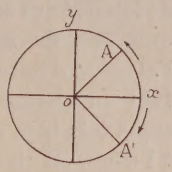


Fig. 90.

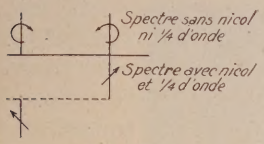


Fig. 91.

L'expérience a été tentée tout d'abord sur une belle tache centrale et elle a pleinement réussi. — Les champs observés atteignent parfois 4.500 gauss, plus souvent 3.000 et ils sont en général supérieurs à 500.

Quand on regarde une tache du bord solaire, on se trouve

(1) Une vibration circulaire a pour composantes suivant Ox et Oy : $x = a \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right)$, $y = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right)$. La lame quart d'onde transforme y en $a \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right)$: de circulaire, la vibration devient rectiligne et elle est représentée par OA, à 45° de Ox. Si le sens de la vibration circulaire initiale est inverse, la direction de la vibration rectiligne résultante est OA′ perpendiculaire à OA.

(2) Afin d'accroître la précision, M. Hale emploie maintenant une lame quart d'onde *composée*, formée de bandes de mica accolées, d'axes tantôt dans un sens, tantôt dans le sens perpendiculaire : on oriente la lame de façon que les composantes circulairement polarisées des raies spectrales soient alternativement retardées et accélérées. Les raies ont alors l'aspect de la figure 92, à droite.

dans le cas de l'observation perpendiculaire aux lignes de force ; la lame quart d'onde devient inutile et on reconnaît facilement les polarisations avec le nicol.

Dans la pratique, ainsi que nous le faisions prévoir tout à l'heure, les choses sont en général compliquées par les nombreuses particularités du phénomène de Zeeman lui-même. C'est ici que commence le rôle du physicien et des recherches de laboratoire sont nécessaires afin de reconnaître, pour chaque raie du spectre des taches, quelle est au juste, en l'absence d'informations déjà publiées, la modification résultant du champ magnétique : aussi un laboratoire de physique très bien outillé est-il annexé dans ce but, à Pasadena, à l'Observatoire du Mont Wilson.

3. Résultats des observations récentes. — Depuis la découverte de M. Hale, un instrument extrêmement puissant a été

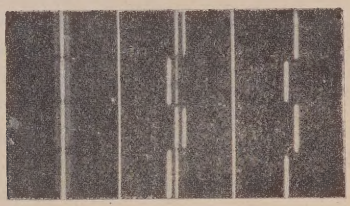


Fig. 92. — Raie du Zinc λ 4680 observée au laboratoire avec une lame quart d'onde composée (v. p. 277 note 2) : normalement au champ, à 60°, puis parallèlement au champ.

mis en service (en 1912) au Mont Wilson, le 150 foot Tower Telescope. Cet appareil est formé d'une tour de 50 mètres de haut qui supporte à la fois l'objectif principal et un cœlostat renvoyant les rayons solaires dans une direction verticale ; le spectroscope, vertical lui aussi, est logé dans un puits de 27 mètres de profondeur : les rayons lumineux, après s'être dispersés, tournent de 180° et reviennent au niveau du sol où se trouve la plaque photographique. L'image focale a 42 centimètres de diamètre et, grâce à ses grandes dimensions, l'étude détaillée du phénomène a pu être activement

poursuivie. Elle a donné jusqu'à présent les résultats que voici (1) :

Les champs magnétiques s'observent dans *toutes* les taches, sans exception. Pour les petites taches, ils sont proportionnels à la surface de celles-ci ; pour les grandes, il y a tendance vers un maximum de 3.500 à 4.500 gauss.

Les lignes de force sont assez voisines de la normale à la photosphère et font avec elle des angles compris entre 10° et 55° : c'est ce dont on se rend compte par les intensités relatives des composantes des doublets ou des triplets (fig. 92). La forme de ces lignes de force est à peu près celle de la figure ci-contre (fig. 93).

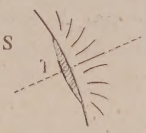


Fig. 93. — Lignes de force du champ d'une tache au voisinage de la surface solaire.

Le champ magnétique semble décroître très vite à mesure qu'on s'élève au-dessus de la photosphère. On sait en effet que plus les raies de Fraunhofer sont larges et diffuses, plus elles correspondent à des couches élevées de l'atmosphère solaire. Or, ce sont seulement les raies fines dues à la couche renversante, toute voisine de la photosphère, qui révèlent de forts champs magnétiques.

Il arrive souvent (dans 60 0/0 des cas) d'observer des couples de taches voisines : les deux taches d'un couple sont alors à peu près invariablement (avec 4 0/0 d'exceptions) de polarités opposées. Sur les taches restantes, 30 0/0 qui semblent isolées sont en réalité suivies de traînées de facules ou de flocculi au milieu desquels apparaît, par intermittences, un embryon de tache de polarité contraire à celle de la tache principale.

Ceci fait pressentir l'existence de taches tout à fait invisibles (2). Ces dernières ne se manifestent que par leur champ magnétique — faible à la vérité (200 ou 300 gauss) — mais

(1) G. E. Hale, *The Depths of the Universe*, 1924, p. 81 (New-York et Londres, Scribner). — G. E. Hale, F. Ellerman, S. B. Nicholson et A. H. Joy, *Astrophysical Journal*, t. XLIX, 1919, p. 153.

(2) G. E. Hale, *Proceedings of the National Academy of Science* (de Washington), t. 8, 1922, p. 168.

qui peut se mettre en évidence en faisant osciller rapidement devant la fente du spectroscope, la lame quart d'onde : un tremblement des raies étudiées décèle alors les emplacements de ces taches invisibles — tout comme le Blink-microscope décèle les mouvements propres des étoiles.

Les polarités des taches sont — chose remarquable — opposées dans les deux hémisphères Nord et Sud du Soleil. Et ce qui est encore plus curieux, c'est que ces polarités restent les mêmes durant toute la durée d'un cycle undécennal pour changer toutes à la fois au cycle suivant. Lors d'une époque de minimum, les taches du cycle en voie d'extinction dans les basses latitudes ont, dans un hémisphère

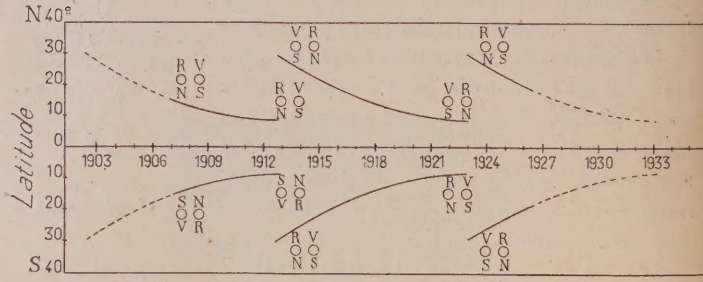


Fig. 94. — Loi de variation de la Polarité magnétique des Taches solaires avec le temps.

donné, certaines polarités ; celles du cycle nouveau, dans les hautes latitudes du même hémisphère, sont de polarités contraires (fig. 94). C'est là un phénomène très singulier, observé en 1912 et en 1923 (1), qui touche évidemment de près à la nature même des taches solaires.

4. Causes possibles des champs magnétiques des taches. — Ces causes sont encore hypothétiques. H. A. Rowland (2) a démontré en 1876 qu'une charge électrique e, placée en O (fig. 95),

(1) Hale, *The Depths of the Universe*, déjà cité, p. 94.
(2) *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XXVII, 1889, p. 445.

animée d'une vitesse v, provoque, en tout point M de l'espace situé à une distance r et tel que l'angle de OM et de v soit égal à θ, un champ magnétique H de valeur $\frac{ev \sin \theta}{r^2}$. En fait tous les courants électriques, sans en excepter ceux circulant dans les métaux, semblent bien engendrés par de pareilles convections de charges électrostatiques et les champs des taches sont presque certainement, d'une façon générale, dus à une cause de ce genre. Mais de là à préciser, il y a loin et c'est justement le mécanisme détaillé du phénomène qui serait intéressant. On a cru, il y a quinze ans, que les « solar vortices Hα », les tourbillons de la haute atmosphère hydrogénée du Soleil donneraient la solution du problème. Il semble bien aujourd'hui qu'il n'en soit rien et cela pour les raisons suivantes :

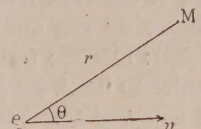


Fig. 95.

1° Il y a, avons-nous dit, des champs magnétiques dans toutes les taches ; mais il est rare que les tourbillons Hα révélés par le spectrohéliographe soient nets : on n'aperçoit d'ordinaire que des mouvements assez confus.

2° Après les minima de 1912 et de 1923, les taches ont changé de polarité, mais non pas les tourbillons qu'on a pu observer.

3° Plus généralement, si toute la matière photosphérique était chargée électriquement d'un signe défini, ses mouvements seuls donnant naissance au champ magnétique, il devrait en résulter, pour toute la surface solaire, un champ électrostatique de plusieurs centaines de millions de volts par centimètre (1). Or les champs statiques intenses ont sur les raies spectrales une influence (l'effet Stark (2), assez analogue à l'effet Zeeman) que les raies de Fraunhofer ne révèlent nullement. Il y a donc des chances pour que, sauf

(1) P. Salet, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 28, 1914, p. 219.

(2) *Annalen der Physik*, 4e série, t. XLIII, 1914, pp. 963 et 983. — Voir aussi A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, 2e éd., 1921, p. 435 (Braunschweig, Vieweg).

imprévu, les champs magnétiques des taches soient des phénomènes surtout locaux, sans rapport direct avec les « solar vortices » non plus qu'avec les apparences variées qu'on observe dans la couche hydrogénée.

5. Mouvements de circulation des vapeurs absorbantes dans les taches. — L'étude des vitesses radiales révélées par les taches vient corroborer cette idée. Le spectroscope ne fournit, il est vrai, que la composante dirigée vers nous de la vitesse du gaz absorbant ; mais les taches tournent avec le Soleil : elles se présentent tantôt vers le milieu du disque, tantôt au bord. En profitant adroitement de ces circonstances et en ayant égard aux différentes hauteurs, d'avance connues et notées, des diverses couches de l'atmosphère solaire, on peut ainsi se rendre compte des vitesses de déplacement réelles.

C'est ce qu'ont fait indépendamment MM. M. J. Ever-

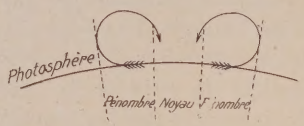


Fig. 96.

shed (1), C. E. St John (2) et d'autres depuis. Leurs recherches les ont conduits aux conclusions représentées par la figure que voici (fig. 96). Le long de la photosphère et au-dessus de la pénombre, les vapeurs absorbantes vont en s'éloignant du centre de la tache ; parvenues dans la facule périphérique, elles s'élèvent au-dessus de la surface et, dans la couche haute, changent de direction pour se rapprocher du centre et finir par s'engouffrer dans la cavité apparente du noyau de la tache, où d'autres travaux spectroscopiques ont révélé une température relativement basse.

(1) *Kodaikanal Observatory Bulletin*, nº XV, 1909.
(2) *Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory*, nos 69, 1913 ; 74, 1913 et *Astrophysical Journal*, année 1913.

En somme on aurait affaire à des mouvements tourbillonnaires toroïdaux, semblables à ceux étudiés jadis par Helmholtz en Hydrodynamique. La cause immédiate de la succion pourrait (?) être cherchée dans des remous sous-jacents, de la forme de nos cyclones, qui engendreraient en même temps les champs magnétiques : l'aspect des lignes de force n'est du moins pas contraire à l'idée de pareils tourbillons qui seraient analogues à ceux dont nous avons parlé à propos de la théorie d'Emden.

6. Les champs de M. Hale et les perturbations magnétiques. — Une idée vient naturellement à l'esprit. Ne seraient-ce pas les champs de Hale qui occasionneraient les perturbations magnétiques ?

Peut-être ont-ils avec celles-ci un lien indirect, grâce aux déplacements brusques de matière électrisée qui se produisent sans doute dans les taches et ne peuvent guère manquer, comme on l'a vu, d'engendrer des courants telluriques (1), lesquels provoquent directement les perturbations magnétiques.

Mais les champs des taches ne sauraient se faire sentir *directement* sur le Magnétisme Terrestre (2). On peut calculer, à la distance de la Terre, le champ engendré par un courant circulaire du diamètre d'une belle tache solaire et produisant en son centre un champ de 3.000 gauss, par exemple. Or on trouve ainsi des nombres inférieurs à 10^{-6} gauss, alors que les magnétomètres les plus sensibles ne donnent guère plus de 10^{-5}. De plus les 3.000 gauss ne sauraient se créer de toutes pièces ex nihilo ; ce ne peuvent être que leurs *variations* qui se font sentir sur nos boussoles. Et nous sommes alors ramenés à cette idée, que nous avons déjà émise, qu'une des causes les plus admissibles des orages magnétiques terrestres est dans les déplacements rapides de la matière électrisée des taches : ceux-ci induiraient dans le sol des courants telluriques peuvant ensuite influer sur nos boussoles.

(1) Voir p. 273.
(2) A. Schuster, *Nature*, t. LXXIX, 1909, p. 279.

7. Champ magnétique général du Soleil. — On s'est demandé si le Soleil pris dans son ensemble ne possédait pas, comme la Terre, un champ magnétique général analogue à celui d'une sphère uniformément aimantée ou, ce qui revient au même, d'une sphère en rotation possédant une charge électrostatique superficielle uniforme.

M. Hale et ses collaborateurs, MM. F. Ellerman et A. van Maanen pour les expériences et F. Seares pour les calculs (1), ont étudié à ce sujet, par la méthode décrite plus haut, les raies de Fraunhofer les plus sensibles à l'effet Zeeman. L'expérience a réussi ; le champ cherché existe bien ; mais il est relativement faible, sa valeur n'atteignant

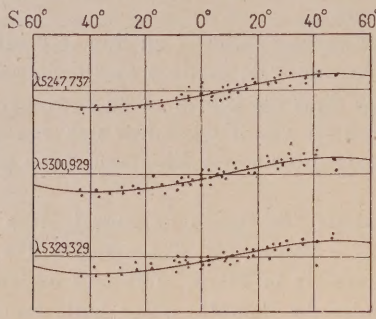


Fig. 97.

pas 55 gauss, soit 100 fois le champ terrestre. Les champs magnétiques des taches sont de l'ordre de 3.000 gauss et leur observation, avec les moyens employés, est déjà assez délicate : il s'agit ici de champs 60 fois plus faibles dont l'étude ne peut être que fort laborieuse.

Disons seulement que pour reconnaître le déplacement des raies suivant les positions du nicol, il n'a pas suffi de mesurer les clichés à la machine ; il a fallu recourir au microphotomètre de Koch, appareil très sensible qui donne à grande échelle la courbe de répartition de l'intensité lumineuse

(1) *Astrophysical Journal*, t. XLVII, 1918, p. 206.

dans les raies d'un spectre (fig. 24, chap. IV de la Première Partie) : on juge mieux ainsi de l'emplacement du maximum et partant de la place exacte de la raie. En dépit de cet artifice, les pointés n'en restaient pas moins fort difficiles et 20 assistants y ont été employés (fig. 97).

Le champ solaire a bien la forme générale de celui de la Terre (fig. 98); il est de même sens. Pas plus que l'axe magnétique terrestre, l'axe magnétique solaire ne coïncide

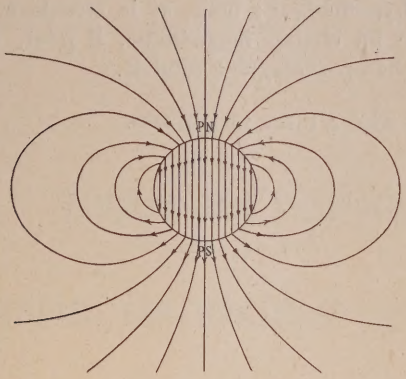


Fig. 98. — Lignes de force du Champ magnétique d'une Sphère uniformément aimantée (Champ terrestre en 1re approximation).

avec l'axe de rotation : il fait avec ce dernier un angle de 6°,2 et tourne autour de lui en 31 j. 8.

Comme les champs des taches, comme aussi d'ailleurs le champ terrestre, le champ magnétique général du Soleil décroît très vite à mesure qu'on s'élève au-dessus de la photosphère, au moins si l'on prend, avec la plupart des spécialistes, l'intensité des raies comme critérium du niveau (1) des couches gazeuses qui les produisent.

Ainsi donc les formes révélées par la Couronne solaire, formes qui suggèrent d'une manière si saisissante un champ magnétique dont nous *verrions* les lignes de force, ne sont

(1) Voir p. 179.

apparemment pas dues au champ découvert par M. Hale, qui ne paraît guère s'étendre au delà de la couche renversante, sans qu'on puisse d'ailleurs s'expliquer encore très bien cette rapide décroissance. M. Deslandres (1) a fait remarquer en 1911 que certains mouvements hélicoïdaux des protubérances pouvaient s'interpréter par les fluctuations d'un très faible champ magnétique — des millions de fois plus faible que le précédent — ayant son siège dans les hautes régions de la chromosphère. L'existence de ce champ est encore hypothétique ; mais, *si* la structure coronale a pour origine un champ magnétique, il peut, semble-t-il, s'agir d'un champ analogue à celui-là.

(1) *Comptes Rendus*, t. 152, 1911, p. 1433.

TROISIÈME PARTIE

LES PLANÈTES, LES COMÈTES ET LES MÉTÉORES

CHAPITRE PREMIER

LA TERRE

A. — *La Masse de la Terre et son Etat intérieur.*

1. Généralités. — Problème de la masse de la Terre. — L'étude de la Terre ne rentre pas, à proprement parler, dans le cadre de ce Livre : elle constitue à elle seule l'objet d'une science spéciale, la Physique du Globe. Il est cependant difficile de se faire une idée des conditions qui peuvent régner dans les autres planètes si l'on n'acquiert pas d'abord quelques notions sur l'état physique que les travaux modernes conduisent à attribuer à la Terre. Les mêmes raisons obligent d'ailleurs à faire précéder l'étude des Etoiles de celle du Soleil.

Le rayon moyen de la Terre est de 6.378 kilomètres : nous ne développerons pas ici les méthodes qui ont servi à le mesurer et qui ont été traitées ailleurs. On sait que la Terre est aplatie aux pôles et la valeur de l'aplatissement dépend de sa rotation. Clairaut a en effet montré, vers le milieu du XVIII^e^ siècle, que l'aplatissement $\frac{a-b}{a}$ (a et b, rayons équatorial et polaire) d'une planète fluide, en rotation lente autour d'un axe — et toutes les planètes sont sensiblement dans ce cas — est nécessairement compris entre $\frac{5}{4}\varphi$ et $\frac{1}{2}\varphi$, φ étant le quotient de la force centrifuge à l'équateur par la pesanteur équatoriale. L'aplatissement réel du globe $\frac{1}{297}$ est bien dans les limites de Clairaut, car φ vaut pour la Terre $\frac{1}{288}$: sa figure d'équilibre est donc celle qui correspondrait à un état

fluide (1) et il en est sans doute de même des autres planètes.

Un des premiers problèmes qui se posent à nous consiste à évaluer la masse de la Terre, ou si l'on veut, malgré l'impropriété de l'expression, à la « peser ». Cela revient à trouver la densité δ de la Terre, puisque sa masse a pour valeur (r étant le rayon) $\frac{4}{3}\pi r^3\delta$ Et cela revient aussi à mesurer la constante f de la Gravitation; g étant l'accélération de la pesanteur, on a en effet,

$$g = \frac{f}{r^2} \cdot \frac{4}{3}\pi r^3\delta = \frac{4}{3}\pi r\delta f.$$

Il est important de noter que ni l'une ni l'autre de ces grandeurs, pas plus la densité de la Terre (ou sa masse en kilogrammes) que la constante de la Gravitation, ne figure dans la plupart des calculs astronomiques, en particulier dans les calculs de perturbations : ce qui y entre c'est la constante de Gauss $K^2 = fM_0$ (M_0 étant la masse du Soleil), constante qui, d'après la troisième loi de Képler, s'exprime en fonction de données purement astronomiques — la distance moyenne du Soleil à la Terre et la durée de l'année. — Si l'on choisit convenablement les unités de longueur et de temps, la constante de Gauss est égale à 1 et n'intervient même plus autrement dans les calculs. C'est ce qui explique que le développement de la Mécanique Céleste (les calculs de Laplace par exemple) ait précédé la solution de la question qui nous occupe.

L'importance de cette dernière est surtout physique. La densité de la Terre nous renseigne sur l'échelle des densités dans le Système Solaire et sur la constitution interne du globe. Quant à la constante de la Gravitation, elle offre un intérêt plus grand encore peut-être, qui s'étend à toute la Philosophie naturelle : c'est une donnée de premier ordre

(1) Ce qui ne veut pas nécessairement dire que la Terre *soit* fluide ni même qu'elle l'ait jamais été : *il suffit* que ses parties constitutives se soient agglomérées de façon à pouvoir prendre d'elles-mêmes leurs positions d'équilibre.

caractéristique d'une propriété fondamentale, universelle de la matière.

2. Méthodes de mesure de la densité de la Terre. — La première tentative sérieuse pour mesurer la densité moyenne de la Terre a consisté à comparer l'attraction d'une montagne isolée à celle du globe entier L'opération comporte deux phases : 1° On mesure, par triangulation, la distance à vol d'oiseau de deux points A et B (fig. 99), situés de part et d'autre de la montagne, ce qui donne la différence de latitude géographique ou l'angle que feraient les deux verticales en A et en B, si la montagne n'existait pas ; 2° on mesure, angulairement, la différence de latitude astronomique de A et de B, c'est-à-dire l'angle *réel* des deux verticales en ces points. En faisant usage de ces deux angles, on obtient aisément, si la position du centre de gravité C de la montagne est connue, l'angle α dont a été dévié le fil à plomb de chaque côté, du côté A par exemple (fig. 100).

Fig. 99.

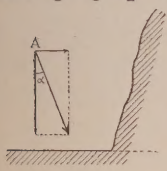


Fig. 100.

Si l'on appelle alors M la masse de la Terre, m celle de la montagne et d la distance CA, on a :

$$\frac{m}{d^2} : \frac{M}{r^2} = \operatorname{tg} \alpha$$

et on en déduit facilement M.

La montagne n'a pas besoin d'être régulière : il suffit qu'on connaisse bien sa forme et sa constitution géologique — ceci est le point faible du procédé — une intégration approchée donne alors le centre de gravité.

Maskelyne a trouvé ainsi en 1774, au Mont Schehallien (Ecosse), $\delta = 4{,}71$ par rapport à l'eau. L'expérience a été reprise en 1832 à la montagne d'Arthur's Seat, près d'Edimbourg : elle a donné 5,32.

D'autres moyens ont encore été employés. En mesurant la

durée d'oscillation d'un pendule, on détermine comme on sait la valeur de g. Si l'on opère à la surface du sol, on obtient par là $g = f\frac{M}{r^2}$. Mais, au fond d'un puits de mine, la couche superficielle cesse d'agir ; si C est sa masse, d son épaisseur, on ne mesure plus que $g_1 = f\frac{M-C}{(r-d)^2}$. On en déduit par division M, si C et d sont connus. — Il faut, pour que la méthode réussisse, que l'on connaisse la masse et la composition de la couche superficielle, ce qui n'est pas toujours facile. Malgré cet inconvénient, les résultats obtenus sont en général satisfaisants.

3. Expérience de Cavendish. — La méthode de la balance de torsion, imaginée par Cavendish en 1798, repose sur un principe très différent des précédents : elle donne directement la constante de la Gravitation.

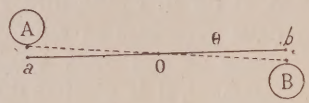


Fig. 101.

Deux petites boules métalliques a, b sont réunies par un fléau très léger, suspendu en son milieu par un fil de quartz (fig. 3). Si l'on approche de chacune d'elles une grosse sphère de plomb A ou B, les boules sont attirées, le fléau tourne et le fil de quartz se tord légèrement jusqu'à ce que son couple de torsion équilibre celui engendré par l'attraction des sphères. On note alors l'angle θ dont le fléau a tourné.

Si l'on connaissait le couple de torsion du fil (ou, ce qui revient au même, la force correspondant à un angle θ égal à l'unité), on calculerait l'accélération g', exercée par les boules B et on en déduirait la constante de la Gravitation, puisque $g' = \frac{2fm}{d^2}$ (m = masse de B ; d = dist. Bb). — La faiblesse du couple de torsion rend sa détermination délicate : on procède indirectement. On fait osciller librement le fléau après avoir écarté les sphères B ; le mouvement est pendulaire ; si l est la longueur du fléau, il obéit à la relation $l\frac{d^2\theta}{dt^2} = -K\theta$.

La période de l'oscillation libre est alors : $T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{K}}$; comme il est aisé de mesurer T, on en déduit K et par suite g'.

Les difficultés viennent ici des courants d'air qu'il est presque impossible d'éviter dans la pièce où l'on opère. Aussi A. Cornu a-t-il repris l'expérience dans le vide. Pour éviter tout mouvement, les sphères B étaient en verre et on les remplissait de mercure à volonté. Quant au fléau, on observait sa torsion au moyen d'un miroir et d'une échelle graduée, comme dans les galvanomètres usuels. Avec tous ces perfectionnements, Cornu et Baille (1) ont trouvé $\delta = 5{,}56$ (1872).

M. C. V. Boys (2) a exécuté à nouveau la même expérience à Oxford en 1890-93 à l'aide d'un appareil très petit dont le fléau n'avait qu'un centimètre : il a obtenu $\delta = 5{,}527$, chiffre actuellement considéré comme un des plus sûrs.

De toutes ces mesures, il résulte que la densité moyenne de la Terre diffère peu de 5,52 ou, ce qui revient au même, que la constante de la Gravitation a pour valeur :

$$6{,}66.10^{-8} \text{ unités C. G. S.}$$

4. Répartition des densités a l'intérieur du globe. — On conclut de là que la densité moyenne de la Terre est beaucoup plus forte que celle des roches superficielles, qui ne saurait être très supérieure à 3 (quartz 2,75 ; calcaires 3,2...) : le centre de la Terre doit donc avoir, par compensation, une densité comprise entre 7 et 12.

Laplace, en partant de certaines hypothèses sur la compressibilité de la matière, avait cherché à évaluer la répartition des densités dans le globe : il était arrivé à une loi de la forme (3)

$$\delta = K\frac{\sin mr}{r},$$

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 76, 1873, p. 954.
(2) *Philosophical Transactions*, t. 186 A, 1895, p. 1.
(3) Tisserand, *Traité de Mécanique Céleste*, t. II, p. 232.

K et m étant des constantes qui peuvent être calculées en partant de la densité moyenne et de la densité superficielle, au moins approximativement connue. Si l'on admet 2,72 comme correspondant aux couches périphériques, on trouve ainsi au centre 10,87.

D'autres savants se sont depuis occupés de cette importante question, Ed. Roche, O. Callandreau (1), H. Poincaré (2) entre autres. T. J. Stieltjes (3) s'est proposé de rechercher les limites entre lesquelles doit nécessairement être comprise la densité aux diverses profondeurs, étant donné ce que nous savons des grandeurs mesurables qui peuvent en dépendre. En partant de la densité moyenne du globe, de celle des couches périphériques, de l'aplatissement polaire, du rapport de la force centrifuge à la pesanteur à l'équateur et du rapport $\frac{C-A}{C}$ des moments principaux d'inertie du sphéroïde terrestre, il a obtenu les chiffres suivants :

Distances au centre ($r = 1$). . .	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1
Limites de la densité.	7,6	7,6	7,6	6,9	5,1	2,6
	12,2	10,4	8,9	7,8	5,8	2,6

On voit qu'au centre l'accord avec la formule de Laplace est satisfaisant. — De ce qui précède, il résulte que l'intérieur de la Terre est très probablement formée de métaux, de Fer vraisemblablement. Pourtant les pressions qui règnent dans les régions profondes sont énormes du seul fait du poids des couches superposées; M. T. J. J. See les a calculées (4) : elles se chiffrent par millions d'atmosphères et elles pourraient conférer à des corps relativement légers des densités élevées. Par contre, et c'est peut-être ce qu'il y a là de plus remarquable, il est impossible que l'intérieur du globe renferme en quantités notables des métaux lourds,

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 100, 1885, p. 1204.

(2) *Figures d'équilibre d'une masse fluide*, Paris, Naud, 1902, p. 94.

(3) *Archives Néerlandaises des Sciences exactes et naturelles*, t. XIX, 1884, p. 456.

(4) *Astronomische Nachrichten*, vol. 169, 1905, nº 4053, p. 321. — Voir aussi : vol. 171, 1906, nº 4104, p. 386.

tels que le Plomb (11,3), le Mercure (13,6), l'Or (19,3), le Platine (21,5) : ces éléments ne sauraient être sur notre planète qu'assez exceptionnels.

5. Premiers doutes sur la fluidité interne du Globe. — On sait qu'à mesure qu'on descend sous terre la température croît de 1° par 30 mètres environ : c'est ce qu'on appelle le degré géothermique. Cette loi n'a pu être vérifiée au delà de 2.000 mètres, le plus profond puits de mine existant dépassant de très peu ce chiffre : si l'on procède cependant par extrapolation, la température doit être de 2.000° à 60 kilomètres de profondeur et les corps les plus réfractaires étant presque tous fondus aux températures de cet ordre, il paraît naturel de supposer l'intérieur du globe à l'état fluide. L'existence des volcans et les matériaux liquéfiés — ne venant pas nécessairement, il est vrai, du centre de la Terre — que rejettent leurs cratères semblent confirmer cette opinion. Aussi a-t-on longtemps regardé la Terre comme une sphère liquide, incandescente au centre et recouverte d'une mince écorce solide d'environ 60 kilomètres d'épaisseur — à peine le 1/100e du rayon terrestre — c'est l'hypothèse du « feu central ».

Or Sir W. Thomson (1) a montré en 1863 et 1877 que cette idée était très probablement fausse et que, selon toute vraisemblance, la Terre est à peu près aussi rigide que l'acier. Il se fondait pour l'affirmer sur l'existence des Marées : si le globe terrestre était en grande partie fluide, la terre ferme obéirait aux forces luni-solaires qui soulèvent les marées océaniques ; l'eau et le rivage s'élèveraient ou s'abaisseraient en même temps et aucune marée ne se verrait. Le fait que nous en observons prouve donc que le globe se déforme très peu par comparaison avec la masse fluide des mers.

La Précession des Equinoxes plaide dans le même sens : on l'explique d'ordinaire et on calcule son ordre de grandeur

(1) *Philosophical Transactions*. t. 153, 1864. p. 573 — Voir aussi : Sir W. Thomson et P. G. Tait, *Treatise on Natural Philosophy*, 2e édit., Cambridge, 1883, (University Press), t. II, p. 422.

en partant de l'hypothèse d'une Terre rigide, laquelle ne saurait s'allier avec la notion d'un état fluide au centre. Mais il y a des arguments plus précis.

6. Phénomènes sismiques. — Les tremblements de terre proviennent de perturbations locales (effondrements, explosions volcaniques ou autres, ...) situées relativement très près de la surface (fig. 102). Lorsqu'un tremblement de terre a lieu quelque part en A, on observe en B trois espèces d'ébranlements : 1° des ondes transversales qui se propagent à travers la croûte superficielle et sont comparables aux ondes de la surface d'un liquide ; 2° des ondes transversales qui se propagent à l'intérieur de la Terre en prenant la voie la plus rapide, compte tenu des densités ; 3° des ondes longitudinales qui suivent le même chemin. Ces dernières sont analogues aux ondes du son dans l'air ; ce sont les plus intéressantes au point de vue qui nous occupe (1).

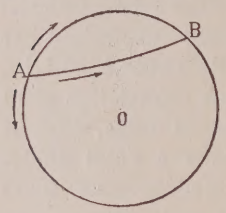


Fig. 102.

Sur les graphiques donnés par les instruments enregistreurs, il est facile de distinguer les différentes ondes qui, naturellement, ne mettent pas le même temps à effectuer leur trajet, du point d'ébranlement initial à l'observateur. Les ondes longitudinales (dites « premières préliminaires ») sont les plus rapides : leur vitesse est donnée par la formule bien connue de la théorie de l'élasticité

$$V = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$$

où μ est le module de rigidité, λ un coefficient qui, dans un solide parfait, doit être pris égal à μ et ρ la densité. Or cette vitesse dépasse généralement toutes celles que les roches connues seraient susceptibles de propager : de sa valeur observée, du trajet que doivent parcourir les ondes dans le

(1) M. P. Rudzki, *Physik der Erde*, Leipzig, 1911, (Tauchnitz), p. 169.

globe et de la densité probable des régions traversées, on peut déduire le module moyen de rigidité qui correspond à celles-ci. — On obtient ainsi des nombres variables suivant les cas, mais toujours du même ordre, quelles que soient les hypothèses faites au cours du calcul. Tous sont égaux ou supérieurs au module de rigidité de l'acier $7{,}7.10^{11}$ C. G. S. : c'est ainsi que M. A. E. H. Love (1) trouve comme moyenne $\mu = 1{,}38.10^{12}$.

7. Variation des latitudes. — La Précession fait décrire à l'axe terrestre dans le Ciel, autour de la normale au plan de l'écliptique issue du centre de la Terre, un vaste cône de 47° d'ouverture en 25.800 ans. Or Euler a démontré en 1770 que, comme conséquence *nécessaire* de ce mouvement, l'axe de la rotation de la Terre ne peut rester immobile à son intérieur : il doit décrire autour de l'axe de symétrie de la planète un tout petit cône de 0 m. 27 de rayon (2), avec une période de 305 jours. Les latitudes doivent donc varier au cours de ce temps de $\pm\ 0'',2$ environ. Ceci s'applique au cas où la Terre serait parfaitement rigide.

Vers 1885, K. F. Küstner (3) à Berlin et S. C. Chandler (4) en Amérique réussirent à mettre en évidence cette « variation des latitudes » (fig. 5) : elle était bien à peu près de l'amplitude escomptée ; mais sa période atteignait 430 jours au lieu de 305 ; en plus de cela, une période annuelle se superposait à la principale, période sans doute due à des phénomènes météorologiques saisonniers (tels que les chutes de neige l'hiver et la fonte des glaces polaires l'été) qui modifient légèrement la répartition des masses à la surface du globe. La durée inattendue de la période principale restait

(1) *Philosophical Transactions*, t. 207 A, 1908, p. 171.

(2) M. Stapfer, *Annales de l'Observatoire de Bordeaux*, t. XIV, 1911, p. 24. — Ce déplacement résulte de la théorie classique du mouvement « à la Poinsot ».

(3) Voir Th. Albrecht, *Astronomische Nachrichten*, 1892, t. 131, n° 3131, p. 169.

(4) *Astronomical Journal*, t. XI, 1891, n° 248, p. 59 et même volume, n° 249, p. 65.

cependant énigmatique : or S. Newcomb (1) puis S. S. Hough (2) ne tardèrent pas à établir que, si la Terre au lieu d'être indéformable possédait une certaine élasticité de l'ordre de celle de l'acier, la période d'Euler s'allongerait et pourrait atteindre 430 jours.

Ainsi, alors que certains phénomènes (les marées et la

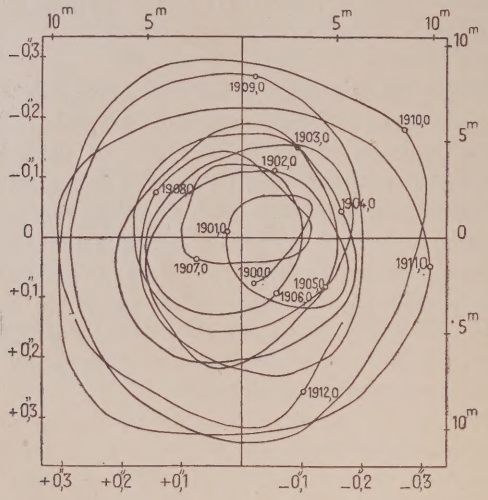


Fig. 103. — Trajectoire apparente du Pôle céleste (1900-1912).

précession) montrent que la Terre n'est à coup sûr pas fluide, d'autres (les tremblements de terre et la variation des latitudes) prouvent qu'elle n'est pas non plus entièrement indéformable, mais possède à peu près l'élasticité de l'acier. On peut encore préciser davantage ces conclusions.

8. Marées de l'écorce terrestre (3). — Un pendule vertical laissé à lui-même est constamment perpendiculaire à la

(1) *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, t. LII, 1892, p. 336.

(2) *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. LIX, 1896, p. 185.

(3) Ch. Lallemand, *Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1910, p. B. 1.

surface de niveau du globe qui passe par son point de suspension. Si la Terre — la « terre ferme » — était fluide, on n'aurait pas de points de repère fixes et, en apparence, le pendule ne bougerait pas. Si elle était infiniment rigide, il éprouverait des déplacements synchrones de ceux de la surface des mers, puisque la verticale changerait sans cesse par rapport à sa position à une heure déterminée et l'on pourrait calculer ces déplacements. Si la Terre n'est pas complètement rigide, sans être pour cela fluide, on doit aussi constater des déplacements du pendule, de même période, mais plus faibles : le rapport des amplitudes dans les deux cas (rigidité partielle et absolue) est fonction du module de rigidité moyen du globe et permet de le déterminer.

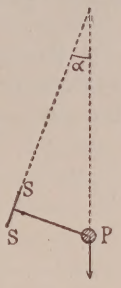


Fig. 104.

Malheureusement les pendules ordinaires ne sont pas assez sensibles pour le but à atteindre ici : il faudrait leur donner une longueur trop grande. On peut obvier à cet inconvénient et réaliser des périodes d'une longueur presque indéfinie au moyen du « pendule horizontal ». Cet appareil (fig. 104) est constitué par une masse pesante reliée, grâce à une tige rigide, à un axe matériel muni de deux pivots : si l'on plaçait cet axe horizontalement, on aurait un pendule vertical ordinaire d'une longueur approximative égale à celle de la tige ; lorsqu'au contraire on incline l'axe d'un angle α très petit sur la verticale, la masse peut osciller dans un plan voisin du plan horizontal. Mais on obtient ainsi un pendule dont la courbure de trajectoire, fonction de α, est très faible et par suite dont la période est très grande : l'appareil ainsi disposé est donc extrêmement sensible aux variations de la verticale.

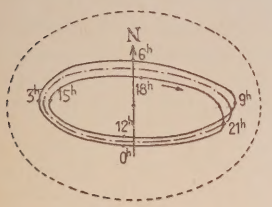


Fig. 105.

Des observations très soignées ont été entreprises en Allemagne à l'aide de cette méthode par E. von Rebeur

Paschwitz en 1890, puis par M. W. Schweydar (1901-02) ; parmi les plus précises on peut citer celles de M. O. Hecker à Potsdam en 1907, qui comportaient deux pendules en croix, dans les directions N. S. et E. W., et placés au fond d'un puits : elles ont révélé que l'écorce terrestre, comme la mer, éprouvait des marées appréciables (fig. 105). — Le module de rigidité moyen qui en résulte pour le globe atteint $6{,}3.10^{11}$ C. G. S., alors que celui de l'acier est $7{,}7.10^{11}$.

9. Expériences de MM. A. A. Michelson et H. G. Gale (1). — Mais les expériences les plus complètes et les plus récentes concernant la rigidité de la Terre sont celles que

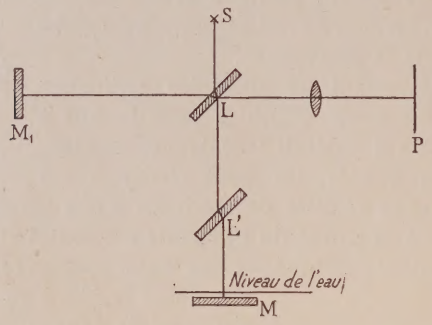


Fig. 106.

MM. Michelson et Gale ont exécutées en 1913 puis reprises en 1917, à l'Observatoire Yerkes, près de Chicago.

Ces savants observaient, non plus directement les mouvements de l'écorce, mais les marées soulevées par l'attraction luni-solaire dans deux tuyaux remplis d'eau, de 150 mètres de longueur, 15 centimètres de diamètre et enfouis dans le sol à 1 m. 80 de profondeur ; la direction de ces tuyaux était N. S. pour l'un, E. W. pour l'autre. Chacun d'eux se terminait, aux deux extrémités, par une partie verticale laissant voir le niveau de l'eau. En 1913, on étudiait

(1) *Astrophysical Journal*, t. XXXIX, 1914, p. 105 et t. L, 1919, p. 330.

celui-ci au micromètre par l'intermédiaire d'une pointe que l'on faisait coïncider avec son image réfléchie dans la surface liquide. En 1917, on a procédé par interférences : la marche des rayons était alors la suivante (fig. 106).

En S était la source, une lampe Cooper-Hewitt à vapeur de mercure. En M un miroir plan se trouvait immergé, légèrement en dessous de la surface à étudier, de façon que la moindre variation d'épaisseur de l'eau interposée modifiât le chemin optique des rayons issus de la source : ceux-ci traversaient d'abord la lame à faces parallèles L, inclinée à 45° et semi-argentée sur l'une de ses faces, puis la lame compensatrice (1) L' ; ils se réfléchissaient sur M puis sur L et parvenaient ensuite à un appareil photographique ; ils interféraient alors avec un faisceau invariable qui, après réflexion sur la lame L puis sur le miroir M, traversait la lame L avant de pénétrer à son tour dans l'appareil photographique. L'étude des franges ainsi enregistrées donne immédiatement les variations du niveau à l'intérieur de chaque tuyau.

Si la Terre était d'une rigidité absolue, on pourrait calculer l'amplitude de la marée théorique d'un océan qui la recouvrirait tout entière ; d'autre part, si le sol obéit lui-même en partie aux forces de marée, on peut relier, grâce à une analyse rappelant celle nécessitée par les observations de Potsdam, le rapport des amplitudes des marées observée et calculée au module de rigidité moyen du globe. — Ces calculs (2) ont été, en ce qui concerne les expériences de MM. Michelson et Gale, exécutés en 1919 par M. F. R. Moulton : le module cherché a été trouvé égal à $8{,}6.10^{11}$ C. G. S., c'est-à-dire fort voisin de celui fourni par le pendule horizontal ($6{,}3.10^{11}$) et du module de rigidité de l'acier $7{,}7.10^{11}$, compris entre les deux.

Mais les observations américaines ont permis de constater quelque chose de plus : il y a un très léger retard de phase

(1) Cette lame a pour but d'égaliser grossièrement, au point de vue des épaisseurs de verre traversées, les chemins optiques des deux faisceaux interférents.

(2) Voir là-dessus Sir W. Thomson, *Report of the British Association*, 1868, p. 494 et G. H. Darwin, même recueil, 1882, p. 474.

entre la marée observée et les forces astronomiques qui la provoquent. Ce retard est imputable à la viscosité (1). La Terre est sans aucun doute très peu visqueuse ; mais il semble bien qu'elle le soit légèrement, et à peu près comme l'est l'acier.

Ainsi donc un géant qui voudrait tordre la Terre de ses mains éprouverait la même difficulté que si la Terre était en acier. — Bien que ce soit là un fait démontré, certains géologues persistent encore à croire au « feu central » qu'ils interprètent dans le sens de la fluidité du globe. Il y a ici avant tout un malentendu. Une barre d'acier doit sa rigidité à la cohésion moléculaire, les corps célestes doivent principalement la leur à l'intervention *nécessaire* de la gravitation qui, abstraction faite de leur état physique propre, engendre à leur intérieur des pressions atteignant des millions d'atmosphères (2). Un liquide dans de pareilles conditions peut être rigide et la vérité est qu'aux très hautes pressions, la matière tend vers un état unique qui n'est à proprement parler ni solide, ni liquide, ni gazeux. La discussion à laquelle nous faisons allusion et qui a fait couler tant d'encre perd dès lors à peu près toute signification objective.

B. — *L'Atmosphère terrestre.*

1. Masse et composition. — La masse de l'Atmosphère est facile à déduire de la valeur même de la pression barométrique, 1 k. 033 par centimètre carré ; il suffit de multiplier ce dernier chiffre par la surface de la Terre en centimètres : on trouve environ 5.10^{15} tonnes, soit un peu moins de la millionième partie de la masse terrestre totale.

Les recherches modernes et principalement celles de L. Teis-

(1) La *viscosité* est la propriété que possèdent la poix et le bitume de se déformer, avec un certain retard mais d'une façon permanente, sous l'influence d'une force longtemps appliquée : elle fait intervenir les frottements intérieurs. — Il n'en va pas de même de la *rigidité*, qualité principale de l'acier ou du verre : un corps rigide casse ou reprend sa forme ; un corps visqueux cède lentement.

(2) Voir plus haut, p. 251.

serenc de Bort (1) ont établi que l'atmosphère se compose en réalité de trois couches superposées. Dans la plus basse, voisine du sol, un brassage continuel a lieu sous l'action des vents ; à partir de 3.500 mètres d'altitude, le vent horizontal proprement dit fait place le plus souvent à des courants verticaux jusqu'à 10.500 mètres environ : l'ensemble de ces deux couches forme ce qu'on appelle la Troposphère et peut être regardé comme en état d'équilibre adiabatique. La composition de l'air dans la Troposphère est donc partout sensiblement la même : elle est résumée, en volume, par le tableau suivant (2) :

Azote	78,06 pour 100 cm³	Hydrogène	1 pour 100.000 cm³
Oxygène	21,00 » » »	Hélium	1 » 250.000 »
Argon	0,93-0,95 » » »	Krypton	1 » 2.000.000 »
Néon	1 » 80.000 »	Xénon	1 » 17.000.000 »

A ceci il faut ajouter environ de 3 à 5 dix-millièmes d'Acide Carbonique, des traces d'Ammoniaque et une quantité essentiellement variable (entre 1/1000e et 1/30e) de Vapeur d'Eau.

La pression diminue, comme on sait, régulièrement avec l'altitude ; la température fait en général de même jusqu'à 10.500 m., où elle est de — 53° C. en moyenne. Passé cette limite, une nouvelle couche commence, la Stratosphère (2) où la température ne varie plus que très lentement ; l'air y est en repos presque absolu et l'équilibre devient isothermique. Les gaz se répartissent alors suivant leurs densités et la composition de l'atmosphère est fonction de l'altitude. C'est ainsi qu'à 80 kilomètres au-dessus de la troposphère l'Hydrogène en forme vraisemblablement 41 0/0, l'Azote 49 0/0, l'Hélium 7,1 0/0 et l'Oxygène seulement 2,4 0/0 ; encore ce dernier gaz est-il en grande partie converti en Ozone par le rayonnement ultra-violet du Soleil. A 160 kilomètres, l'Hydrogène et l'Hélium sont presque seuls : 93 0/0 du premier contre 7 0/0 du second. Plus haut enfin, il n'y a plus

(1) *Comptes Rendus*, t. 134, 1902, p. 987 ; t. 138, 1904, p. 42 et t. 145, 1907, p. 149.

(2) J. H. Jeans, *The Dynamical Theory of Gases*, 2e édit. 1916 (Cambridge, University Press), p. 355.

guère, croit-on, dans notre atmosphère que de l'Hydrogène excessivement raréfié (1).

2. Hauteur de l'atmosphère. — La pression barométrique p est liée à l'altitude z par l'équation :

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho, \tag{1}$$

g étant l'accélération de la pesanteur et ρ la densité. Si la température T était partout la même, on aurait constamment :

$$p = R\rho T, \tag{2}$$

R étant la constante des gaz parfaits et on en déduirait que p varie avec la hauteur suivant une loi logarithmique. L'atmosphère n'aurait alors d'autre limite que le point où la force centrifuge de la rotation terrestre contrebalance la gravité : elle pourrait ainsi s'étendre jusqu'à 6,6 rayons terrestres du centre de la Terre.

Mais nous avons vu que, dans la troposphère, l'équilibre adiabatique prévaut. S'il était partout réalisé, on aurait :

$$p = k\rho^{\gamma}, \tag{3}$$

γ étant le rapport des chaleurs spécifiques et k une constante. On en conclurait, par substitution dans (1), une relation entre ρ et z, qui montrerait que $\rho = 0$ pour $z = 29$ kilomètres. Telle serait la hauteur de l'Atmosphère.

Dans cette hypothèse, la température — on s'en assure sans peine — décroît linéairement quand la hauteur augmente. Le cas de la Nature n'est pourtant pas aussi simple : il y a deux couches superposées ; la composition de la plus élevée varie et, aux grandes altitudes, la loi des températures est encore inconnue. Le problème de la hauteur de l'Atmosphère est donc assez mal défini et sa solution doit

(1) *Ibidem.* — Les chiffres qui précèdent résultent de calculs théoriques : en fait, la plus haute altitude atteinte par nos ballons-sondes ne dépasse pas 38 kilomètres.

dépendre du phénomène envisagé pour la mesurer. Il est cependant curieux que les diverses méthodes employées aboutissent à des résultats du même ordre.

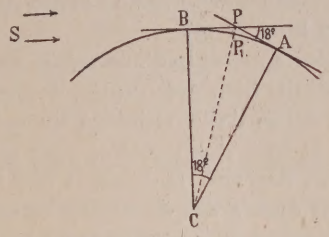


Fig. 107.

1° Ainsi le Crépuscule est dû à ce que les hautes régions de l'air sont encore éclairées quand le Soleil est déjà couché :

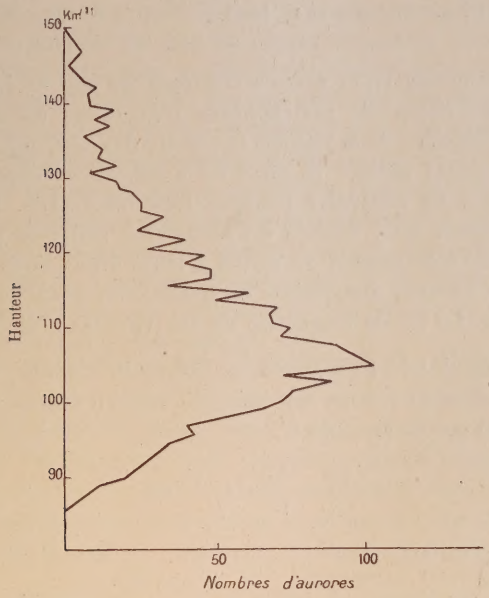


Fig. 108. — Graphique des hauteurs des Aurores Boréales (d'après C. Störmer).

il cesse dès que le Soleil est à 18° au-dessous de l'horizon, la partie encore éclairée de l'atmosphère étant alors trop raréfiée pour diffuser sensiblement la lumière solaire (fig. 107). L'altitude PP_1, facile à déduire de l'angle ACB (égal à 18°), est d'environ 80 kilomètres.

2° La trajectoire apparente d'une même Etoile Filante (1), vue de deux endroits bien déterminés, donne 100 à 160 kilomètres pour le début de la visibilité du météore (selon sa vitesse initiale) et 50 à 75 kilomètres pour la fin.

3° Les Aurores Boréales fournissent une 3e méthode. On sait qu'elles sont dues à des décharges cathodiques dont le siège est précisément la haute atmosphère. En photographiant, comme l'a fait M. Carl Störmer (2), le phénomène de deux stations différentes, on peut déterminer la hauteur des couches d'air intéressées. Les chiffres obtenus sont de l'ordre de 100 à 190 kilomètres et principalement compris entre 105 et 110 kilomètres (fig. 108).

3. Application de la théorie cinétique des gaz. — La question tout entière des atmosphères planétaires est dominée par les principes de la Théorie Cinétique des Gaz, aujourd'hui définitivement établie et dont de nombreuses expériences ont permis de contrôler presque tous les détails. Les gaz sont, d'après elle, formés de molécules séparées par des intervalles très grands eu égard à leurs dimensions et animées de vitesses distribuées au hasard, en grandeur et en direction. La loi de fréquence de ces vitesses a été donnée par Maxwell : la proportion $\frac{dN}{N}$ des molécules, en nombre total N, dont la vitesse est comprise entre v et $v + dv$ s'exprime (3) par la formule :

$$\frac{dN}{N} = \frac{4h^3}{\sqrt{\pi}} v^2 e^{-h^2 v^2} \, dv$$

(1) Voir plus loin p. 441.

(2) *Terrestrial Magnetism*, t. XXI, 1916, p. 156.

(3) Voir par exemple, en dehors des traités plus complets cités ailleurs : Eugène Bloch, *Théorie cinétique des Gaz*, Paris, Armand Colin, 1921.

h étant une grandeur proportionnelle au poids moléculaire et variant en raison inverse de la température absolue.

Les vitesses moyennes des molécules gazeuses sont, à 0° C., de l'ordre de 500 m./sec. pour l'air, de 1.300 m./sec. pour l'Hélium et de 1.800 m./sec. pour l'Hydrogène : elles sont inversement proportionnelles à la racine carrée de la densité du gaz.

D'autre part, à chaque corps céleste de masse M et de rayon R correspond une « vitesse critique » $U = \sqrt{\frac{2fM}{R}}$, telle qu'un projectile lancé verticalement avec cette vitesse s'éloignerait indéfiniment dans l'espace sans retomber jamais. Pour le Soleil la vitesse critique est 618 km./sec.; pour Jupiter 60 km./sec.; pour la Terre 11 km./sec. et pour la Lune 2,4 km./sec.

Dans une atmosphère planétaire gazeuse, il y a par suite toujours des molécules, en proportion calculable (et d'autant plus élevée que la vitesse moyenne cinétique du gaz envisagé est plus grande), qui s'échappent sans cesse dans l'espace cosmique. Les atmosphères des planètes doivent donc se raréfier avec le temps, comme Johnstone Stoney (1) l'a montré le premier, et cela d'autant plus vite qu'il s'agit de gaz moins denses ou d'astres plus petits. C'est ainsi que l'on comprend que le Soleil puisse posséder une énorme atmosphère de gaz à faible poids atomique, que Jupiter en ait encore une très épaisse et que celle de la Terre soit par comparaison presque insignifiante, tandis que la Lune n'a plus d'atmosphère du tout.

On s'explique encore de cette façon que l'atmosphère terrestre soit surtout composée de gaz relativement lourds tels que l'Oxygène et l'Azote, alors que les gaz légers, l'Hydrogène et l'Hélium, s'en sont depuis longtemps évadés et n'y subsistent plus, croit-on, qu'aux très hautes altitudes.

Le processus de l'évaporation moléculaire n'est cependant pas, dans la réalité, aussi rapide qu'on pourrait le croire à

(1) *Astrophysical Journal*, t. VII, 1898, p. 44. — Les premiers travaux de J. Stoney sur ce sujet remontent à 1867.

première vue. Une fois sorties de la sphère d'attraction terrestre, les molécules gazeuses décrivent en général autour du Soleil des orbites elliptiques — sauf si leur vitesse dépasse 42 km./sec., auquel cas elles s'échappent du Système Solaire. Ces orbites elliptiques coupent celle de la Terre au point précis où chaque molécule s'en est séparée, de sorte que la planète regagne une partie tout au moins des molécules qui l'ont abandonnée (1). Il n'en est pas moins vrai que les petits astres perdent peu à peu, par ce mécanisme, leurs atmosphères au profit des gros (2) : aussi la théorie de Johnstone Stoney, controversée autrefois, est-elle universellement admise aujourd'hui.

4. Effets de l'atmosphère sur les climats. — Nous ne nous occuperons pas ici de l'influence qu'exerce l'atmosphère terrestre sur les observations astronomiques. Mais sa présence affecte surtout, dans une large mesure, les conditions climatériques qui, sans elle, seraient très différentes et probablement — même en laissant de côté tout ce qui touche à la respiration — fort mal appropriées à la vie.

L'atmosphère répartit tout d'abord l'eau à la surface de la Terre en la transportant des régions humides aux régions sèches, grâce aux phénomènes d'évaporation et de précipitation (nuages, pluies, neiges, etc.). Elle contribue de plus, par les vents, à égaliser les températures. Son action régulatrice ne se fait pas seulement sentir d'un lieu à un autre, mais aussi, en chaque lieu, du jour à la nuit.

Le plus remarquable de ces effets est celui qui fait souvent comparer notre atmosphère aux vitres d'une serre. Elle laisse passer sans trop les absorber (3) les radiations visibles où se concentre la majeure partie de l'énergie

(1) F. R. Moulton, *Introduction to Astronomy*, New-York, Macmillan, éd. 1917, p. 70.

(2) Ceci vient souligner l'invraisemblance d'une idée longtemps mise en avant pour interpréter divers phénomènes astronomiques, notamment la Couronne solaire. On imaginait de petites particules solides entourées chacune d'une minuscule atmosphère gazeuse. Aucune atmosphère ne saurait subsister autour d'un corps de faible dimension.

(3) Elle en absorbe de 30 à 40 0/0.

solaire (aux environs de λ 0,470 μ) ; elle absorbe par contre presque entièrement, dans la proportion de 90 0/0 (1), les rayons infra-rouges (de longueurs d'onde voisines de 10 μ) que, vu sa basse température moyenne, la Terre rayonne le plus abondamment vers l'espace. Un obstacle est ainsi apporté au refroidissement nocturne par la couche d'air protectrice qui entoure la Terre et en même temps celle-ci restitue la nuit au sol la chaleur qu'elle a emmagasinée pendant le jour.

Il y a donc, à la fois, uniformisation dans l'espace, égalisation dans le temps, et relèvement général de la température moyenne du globe.

5. Température moyenne de la terre. — La température moyenne varie considérablement suivant les régions et suivant les saisons. Dans telle station de Sibérie, Verkhoïansk (le « pôle du froid »), la moyenne mensuelle passe de — 51°C. en janvier à + 15°5 C. en juillet, soit une oscillation de 66° ; à Jaluit aux Iles Marshall (Océanie) par contre, elle est toujours d'environ + 27° C. et ne varie que de 0°,3 en tout au cours de l'année. Mais on peut, par des statistiques détaillées, évaluer pour l'ensemble du globe la moyenne générale annuelle : celle-ci est d'environ 14°,2, soit 287°,3 absolus (2).

Ce chiffre représente la température vraie de la surface terrestre, mais non pas la température effective (au sens de la loi de Stefan) avec laquelle on l'assimile cependant d'ordinaire. Le seul fait que l'air absorbe les 9/10 de la chaleur émise par le sol montre bien que, pour un observateur extra-terrestre, la couche rayonnante efficace se trouverait au-dessus du sol, là où l'absorption (par la vapeur d'eau, l'ozone ou l'acide carbonique) est la plus prononcée, c'est-à-dire à quelques kilomètres de hauteur. Ainsi donc presque tout le rayonnement que la Terre émet dans l'espace — celui que pourraient mesurer par exemple les Martiens — provient de l'atmosphère et des nuages. C'est là évidemment un

(1) C. G. Abbot, *The Sun*, Londres et New-York, D. Appleton, 1912, p. 308.

(2) Même ouvrage, p. 310.

point d'un intérêt capital en ce qui concerne nos évaluations des températures des autres planètes. — Sans insister davantage, disons seulement que, tout bien pesé, M. Abbot évalue la température effective de la Terre à 260° absolus (— 13° C), à quelques degrés près (1).

La température réelle de la Terre est déterminée par la chaleur que nous envoie le Soleil. Mais celle-ci ne nous parvient pas en totalité. Une fraction de 35 0/0 est réfléchie dans toutes les directions vers l'extérieur par la planète ou par son atmosphère : ce chiffre correspond à ce qu'on pourrait appeler l'albedo (2) de la Terre. Les 65 0/0 restants arrivent au sol ou sont absorbés par l'atmosphère.

On se demande parfois quelle influence un accroissement ou une diminution du rayonnement solaire aurait sur les températures terrestres. La température effective T' de la Terre est liée à celle T du Soleil par la loi de Stefan, en supposant l'équilibre thermique réalisé : l'équation à satisfaire (3) est de la forme : $KT'^4 = T^4$, K étant un coefficient géométrique dont la valeur importe peu ici, mais qui est constant. On déduit de là : $\frac{dT'}{T'} = \frac{dT}{T}$. Le rapport des températures effectives $\frac{6000}{260}$ étant à peu près 23, une variation de température de 23° sur le Soleil en entraîne une de 1° sur la Terre. Comme pour changer le régime climatérique d'un pays il faut de 7 à 8°, on voit l'ordre des variations (160-180°) que devrait éprouver le Soleil en pareil cas ; la constante solaire (proportionnelle à T^4) devrait varier de 11 0/0 (4). — Mais il y a d'autres facteurs plus importants.

6. Influence de la composition de l'atmosphère. — Si l'atmosphère terrestre a les effets que nous avons énumérés et

(1) *Loc. cit.*, p. 309. Et aussi *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, vol. IV, 1922, p. 25.

(2) Voir plus loin, p. 317. — L'albedo terrestre indiqué ici est celui de M. Abbot.

(3) Voir p. 192.

(4) M. P. Rudzki, *Physik der Erde*, Leipzig, Tauchnitz, 1911, p. 564.

dont les principaux sont dus à son absorption sélective (1), c'est à sa composition qu'elle le doit.

La Vapeur d'Eau possède par exemple d'épaisses bandes d'absorption dans l'infra-rouge : aussi est-ce quand l'air est sec qu'il gèle le plus fort, car le sol rayonne alors vers l'espace céleste les radiations obscures que l'air aurait absorbées par temps humide. Les fluctuations de l'humidité de l'atmosphère sont donc très susceptibles de modifier grandement les températures

L'Acide Carbonique a une influence analogue : ce que l'air en contient suffit à absorber (2) 18,7 0/0 de la chaleur émise par le sol S. Arrhénius (3) a calculé que, si ce gaz était par exemple deux fois plus abondant, la température moyenne du globe s'élèverait d'une façon assez considérable pour rendre compte dans le passé de la période carbonifère : il se pourrait même, selon lui, que les diverses périodes glaciaires aient eu des causes de ce genre. Comme l'industrie moderne produit annuellement une quantité d'acide carbonique que l'on a évaluée à 3.700.000.000 tonnes, soit 1/800e du montant total, on entreverrait là une possibilité nullement négligeable de changements de climat d'ici quelques siècles.

Mais il faut avouer que ces calculs, surtout quand on veut les préciser, ont un caractère assez spéculatif. L'absorption n'est pas proportionnelle à la quantité d'acide carbonique contenue dans l'air ; elle croît plus lentement qu'elle : quand la teneur croît de 100 0/0, l'absorption n'augmente que de 10 0/0. De plus, on l'a vu, l'acide carbonique n'est pas seul à agir. MM. Abbot et Fowle (4) ont montré que la vapeur d'eau pouvait masquer complètement son influence, d'abord parce

(1) L'absorption générale, non sélective, résulte de la diffusion moléculaire, c'est-à dire du phénomène étudié par Lord Rayleigh, qui rend compte de la couleur bleue du Ciel.

(2) D'après Rubens et Ladenburg.

(3) *Lehrbuch der kosmischen Physik*, Leipzig, S. Hirzel, 1903, pp. 503 et ss.

(4) *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, vol. II, 1908, p. 172.

qu'il y en a bien davantage, mais surtout en raison de ce que ses bandes d'absorption infra-rouges ont sensiblement la même position que celles de l'acide carbonique. Si donc l'origine en partie industrielle du gaz carbonique attire à bon droit sur lui l'attention, il semble plus vraisemblable que l'influence de la vapeur d'eau, en ce qui concerne les périodes géologiques, ait été prépondérante.

CHAPITRE II

LA LUNE

1. Données générales. — La Lune, notre unique satellite, est de beaucoup notre plus proche voisine. Sa distance moyenne à la Terre n'est que de 60,2 rayons terrestres ; la durée de sa révolution sidérale de 27 j. 7 h. 43 m. : l'orbite qu'elle décrit a une excentricité moyenne de 0,055 et une inclinaison moyenne sur l'écliptique de 5°9′.

Le diamètre de la Lune est 0,273 de celui de la Terre ; mais sa masse n'est que le 1/81e de la sienne. Sa densité par rapport à l'eau est donc 3,33, soit 0,61 de la densité terrestre. Enfin la pesanteur lunaire à la surface ne vaut que le 1/6 de la nôtre.

On sait que la Lune nous tourne toujours la même face : la libration permet cependant, par la légère oscillation qu'elle lui imprime, d'en voir un peu plus de la moitié : 41 0/0 seulement de la surface lunaire nous sont ainsi invisibles et le resteront vraisemblablement toujours.

2. Rareté excessive de l'atmosphère lunaire. — Il n'est pas du tout certain que la Lune ait *la moindre* atmosphère. Mais, à supposer qu'elle en possède une, la densité de celle-ci ne dépasse *sûrement pas* le 1/750 de celle de la Terre (1), ce qui correspond à une pression d'environ 1 millimètre de mercure. Cette limite est un maximum ; les raisons qui la justifient ne laissent guère place au doute. Voici les principales :

1° Le bord de la Lune, vu à la lunette, est absolument net, sans distorsion ni estompage, et il en est de même aux

(1) P. Puiseux, *La Terre et la Lune*, Paris, Gauthier Villars, 1908, p. 104.

éclipses de Soleil, quand le disque lunaire se détache sur une surface brillamment éclairée.

2° Lors des occultations, quand une étoile vient à passer derrière la Lune, elle disparaît brusquement, sans s'affaiblir ni changer de spectre, alors que le moindre effet d'absorption rendrait la disparition graduelle.

Les occultations devraient de plus, si la Lune avait une atmosphère, nous paraître plus courtes, par suite de la réfraction. Certaines observations de Greenwich montrent, il est vrai, des écarts atteignant 2 sec. ; ceux-ci sont explicables en majeure partie par les phénomènes d'irradiation qui, en faisant paraître un corps brillant toujours un peu trop grand, conduisent à majorer quelque peu le diamètre apparent de la Lune. De toute façon d'ailleurs, les 2 secondes ci-dessus ne correspondraient qu'à une densité de l'atmosphère lunaire inférieure au 1/2000 de la nôtre (1).

3° Le spectre de la Lune est absolument le même (2) que celui du Soleil : on n'y trouve pas la moindre trace d'absorption sélective (ou autre, fût-elle due à la réflexion de la lumière du Soleil sur le sol de l'astre).

Il ne peut donc pas y avoir d'eau sur la Lune : autrement il s'y formerait une atmosphère de vapeur d'eau. Peut-être y trouverait-on de la neige, soit de la neige ordinaire, soit des gaz solidifiés (3) : mais rien ne le fait supposer et ce n'est même pas vraisemblable.

Pourquoi la Lune n'a-t-elle pour ainsi dire pas d'atmosphère ? Peut-être n'en a-t-elle jamais eu. Peut-être les gaz qui la constituaient se sont-ils jadis combinés chimiquement avec les autres éléments de la surface ou ont-ils été absorbés par elle lors du refroidissement. Mais il est infiniment probable que la Lune a dû perdre l'atmosphère qu'elle a pu posséder, molécule par molécule, en vertu du phénomène sur lequel

(1) Les observations de G. C. Comstock (*Astrophysical Journal*, t. VI, 1897, p. 422), donnent même 1/5000e.

(2) J. Scheiner, *Populäre Astrophysik*, Leipzig, Teubner, 1908, p. 483.

(3) Le faible pouvoir réflecteur de la surface lunaire (voir § 6) rend d'ailleurs cette hypothèse très aventurée.

Johnstone Stoney a attiré l'attention et dont nous avons déjà parlé (1).

La vitesse critique, pour laquelle un projectile lancé de bas en haut ne retombe plus, est 5 fois moindre pour la Lune que pour la Terre. A température égale, la densité des gaz retenus doit y être 25 fois plus forte. La Lune se trouve donc, vis-à-vis de l'Oxygène et de l'Azote, dans la même situation que la Terre vis-à-vis de l'Hydrogène. Or notre atmosphère ne contient presque pas d'Hydrogène et le calcul montre que les pertes ainsi dues aux vitesses moléculaires sont, toutes choses égales par ailleurs, des millions de fois (2) plus rapides sur la Lune que sur la Terre. Avec cela l'évaporation moléculaire (proportionnelle à la racine carrée de la température absolue) doit y être d'autant plus active que le sol s'y trouve, durant le jour lunaire, comme nous le verrons, à une température très élevée.

3. Lumière et chaleur que nous envoie la Lune. — Les distances moyennes de la Terre et de la Lune au Soleil étant les mêmes, les quantités moyennes de lumière ou de chaleur qu'elles reçoivent de lui sont identiques.

L'énergie rayonnante que nous renvoie la Lune dépend 1° de la quantité d'énergie qu'elle reçoit du Soleil, 2° de la fraction de celle-ci que le sol lunaire réfléchit, 3° de la distance de la Lune à la Terre et 4° de la phase.

Les recherches récentes (3) ont révélé que 20 0/0 seulement (environ) du rayonnement thermique lunaire émanent directement du Soleil ; le reste, soit 80 0/0, provient du sol lunaire échauffé par les rayons solaires ou de l'énergie calorifique interne de notre satellite.

Le chiffre le plus généralement admis comme rapport de l'intensité de la lumière de la pleine Lune à celle du Soleil était, jusqu'en ces derniers temps, celui de Zöllner, 1/618.000.

(1) Voir plus haut, p. 306.

(2) J. H. Jeans, *Dynamical Theory of Gases*, Cambridge, 1916, p. 361.

(3) W. W. Coblentz, *Popular Astronomy*, t. XXXI, 1923, p. 115. — Voir aussi plus haut, p. 92.

M. H. N. Russell (1), qui s'est livré récemment à une critique des mesures connues — pas toujours très concordantes — donne (à 10 0/0 près) : 1/465.000.

Quand la Lune n'est pas pleine, elle nous apparaît moins lumineuse qu'on ne le calculerait géométriquement (2). Ainsi, au premier quartier, la partie illuminée est la moitié du disque ; la lumière émise n'est pourtant que 1/8,7 de celle correspondant à la pleine Lune ; au dernier quartier elle est moindre encore, 1/10e seulement. Ces anomalies sont, nous le verrons, dues aux irrégularités ou rugosités de la surface lunaire et n'ont rien de surprenant.

Tout compte fait, en ayant égard aux phases, la Lune ne nous renvoie pas plus de la 2.500.000e partie de l'énergie que nous recevons du Soleil.

4. Température de la Lune. — On ne peut guère connaître la température de la Lune qu'en mesurant directement la quantité d'énergie *totale* qu'elle rayonne vers nous. Mais celle-ci est en grande partie, comme sa lumière, empruntée au Soleil. Ce n'est que pendant ses éclipses que la Lune, soustraite pour quelques heures à l'éclairement solaire, rayonne en vertu de sa température propre.

Les premières observations sérieuses de ce genre sont celles de S. P. Langley (3) (1885) ; elles ont été reprises en 1891 par F. W. Very (4). La méthode employée est en somme la suivante :

On mesure (au moyen du bolomètre ou d'une pile thermo-électrique) la quantité de chaleur qu'émet la Lune par seconde, après son entrée dans le cône d'ombre : celle-ci dépend de sa température absolue (loi de Stefan). On peut alors suivre la décroissance avec le temps — très rapide — de la température du sol lunaire que le Soleil n'éclaire plus

(1) *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 188.
(2) Pour ces calculs, voir le § 5.
(3) « The Temperature of the Moon », *Memoirs of the National Academy of Sciences*, t. IV, 1889, p. 193.
(4) *Astrophysical Journal*, t. VIII, 1898, p. 199 et p. 265, et t. XXIV, 1906, p. 351.

et en déduire, par une extrapolation graphique, la température initiale, correspondant à la pleine Lune.

Le jour lunaire dure 29 j. 1/2, soit à peu près 15 jours terrestres de « jour » et 15 de « nuit ». Pendant 15 jours le Soleil échauffe le sol lunaire, sans interruption et davantage qu'il ne le fait pour le sol terrestre, car il n'y a pas d'absorption atmosphérique. Le sol de la Lune doit donc prendre peu à peu une température maximum très élevée. En partant de ses mesures, Very estime (1) celle-ci à + 184° C. pour les points qui ont le soleil au zénith et à + 97° C. pour la moyenne de l'hémisphère éclairé. — La nuit, sur la Lune, le refroidissement est brutal et immédiat, toujours à cause de l'absence d'atmosphère ; le crépuscule n'existe pas La température peut alors descendre, en un jour ou deux, jusqu'à une limite difficile à préciser, mais que Very juge très inférieure à —100° C.

Avec de pareilles conditions climatériques, tour à tour torride et glacée, la Lune n'est évidemment pas un terrain favorable à la vie, si rudimentaire qu'on la suppose.

5. Définition de l'Albedo. — Les mesures d'éclat de la pleine Lune peuvent nous renseigner sur la nature du sol lunaire. Mais il faut auparavant définir l'« Albedo », ce qu'on ne fait pas toujours très explicitement. Nous admettrons d'abord, pour la réflexion diffuse, la *loi de Lambert*. Soit une surface dépolie $d\sigma$, éclairée par une source lumineuse éloignée, sous l'incidence i (fig. 109). I étant l'intensité de la lumière qu'enverrait la source normalement, la surface $d\sigma$ reçoit, sous l'incidence i, une quantité de lumière $I d\sigma \cos i$. La loi de Lambert consiste à admettre que $d\sigma$ envoie

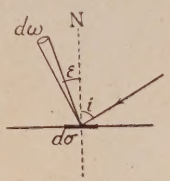


Fig. 109.

(1) La précision apparente des chiffres qui suivent ne doit pas faire illusion : leur ordre de grandeur seul est à retenir. C'est ainsi que M. Menzel a trouvé en 1923 (voir plus haut, p. 93), en se fondant sur une méthode théorique de M. Russell et sur les mesures de M. Coblentz, une température effective moyenne de jour de 120° C. : l'accord avec les résultats de Very peut être regardé comme assez satisfaisant.

par diffusion, dans un petit angle solide $d\omega$ et dans une direction faisant avec la normale un angle ε, une quantité de lumière : $\mathrm{K}I d\sigma \cos i \cos\varepsilon d\omega$, K étant une constante dépendant de la nature de la surface diffusante.

Définissons maintenant le *pouvoir réflecteur* p. C'est, rapportée à la quantité de lumière tombant normalement sur une surface plane égale à l'unité, la quantité totale de lumière que cette surface réfléchit dans toutes les directions. Nous aurons évidemment (en faisant $i = 0$, en remplaçant $d\omega$ par l'aire sur la sphère de rayon unité d'une petite zone $2\pi \sin\varepsilon d\varepsilon$ et en intégrant de 0 à $\frac{\pi}{2}$ par rapport à ε) :

$$p = \frac{1}{I d\sigma} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \mathrm{K} I d\sigma \cos\varepsilon \times 2\pi \sin\varepsilon d\varepsilon = \pi \mathrm{K}.$$

La quantité de lumière envoyée par diffusion dans l'angle $d\omega$ devient donc :

$$\frac{p}{\pi} I d\sigma \cos i \cos\varepsilon d\omega.$$

Le pouvoir réflecteur qui intervient ici est, on le voit, une grandeur définie physiquement ; il coïncide avec ce que l'on pourrait appeler « l'albedo de Lambert » (1).

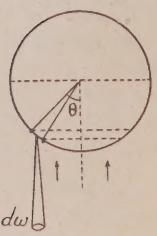


Fig. 110.

Calculons, d'après cela, l'intensité lumineuse totale d'une planète en opposition (p. ex. de la pleine Lune).

Soit I l'intensité de la lumière solaire directe : une surface S normalement exposée aux rayons reçoit directement du Soleil une quantité de lumière IS. D'autre part un élément $d\sigma$ de la surface de la planète nous envoie (fig. 110), toujours sur la surface S :

$$\frac{p}{\pi} I d\sigma \cos^2\theta \times \frac{\mathrm{S}}{r^2}$$

(1) Cet albedo vaut 1,5 fois la quantité que M. Russell (Mémoire cité : *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 173), appelle aussi p. — Nous nous sommes conformés ici à la définition physique de l'Albedo du *Recueil des Constantes de la Société Française de Physique* (Paris 1913, p. 551).

r étant la distance à la Terre, ce qui fait pour tout l'hémisphère éclairé, de rayon ρ :

$$\frac{p\mathrm{IS}}{\pi r^2}\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2\theta\, 2\pi\rho^2 \sin\theta d\theta = \frac{2}{3}p\mathrm{IS}\frac{\rho^2}{r^2}.$$

Mais $\frac{\rho}{r}$ est la moitié du diamètre apparent α. Le rapport de l'intensité de la lumière émise vers nous par la planète à celle de la lumière solaire directe est donc :

$$\frac{p}{6}\alpha^2.$$

La définition astronomique usuelle de l'albedo, celle de G. P. Bond (1), est un peu différente de celle adoptée dans ce qui précède. Considérons une sphère exposée à des rayons parallèles ; Bond appelle « albedo » le rapport entre la quantité *totale* de lumière diffusée par la sphère et la quantité totale de lumière incidente. Pour un corps diffusant qui suit la loi de Lambert, les deux définitions coïncident, comme il est facile de s'en assurer. Il n'en est pas de même s'il s'agit d'un astre n'obéissant pas à la loi, de sorte qu'en Astronomie il faut distinguer l'albedo de Bond, pourcentage d'ailleurs difficile à mesurer de lumière effectivement diffusée (2) et l'albedo de Lambert ou pouvoir réflecteur de la surface. Nous donnerons toujours les deux chiffres.

6. Albedo de la Lune. — Nature de sa surface. — En admettant pour l'éclairement de la pleine Lune le chiffre de Zöllner (1/618.000) on trouve, avec la loi de Lambert, $p = 0{,}12$.

Si la loi de Lambert était exactement applicable à la Lune, un calcul du même genre que celui fait pour la pleine Lune devrait donner, pour les quadratures, la même valeur de

(1) *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, t. VIII, 1861, p. 232.

(2) Qui joue notamment un rôle quand il s'agit de la quantité d'énergie solaire *absorbée* par une planète (dans les questions de température, par exemple).

p : les chiffres du § 3 montrent qu'il n'en est rien. La surface lunaire n'est donc pas un diffuseur parfait : elle est au contraire vraisemblablement parsemée de crevasses ou de débris rocheux trop petits pour être visibles, sans parler des mers, des cratères, etc. Aussi Zöllner avait-il cru, de ce chef, pouvoir majorer son résultat et le porter, après discussion, à 0,174. Il semble pourtant bien qu'à la pleine Lune toutes les aspérités sont éclairées et la légitimité de cette retouche est fort douteuse.

On admet aujourd'hui, d'après M. Russell (1), pour l'albedo lunaire (de Bond) 0,073, avec $p = 0{,}15$.

C'est le pouvoir réflecteur (2) de beaucoup de roches terrestres de couleur sombre, des trachytes, des laves et aussi de la plupart des météorites. Par contre, le pouvoir réflecteur des nuages est 0,65, celui de la neige 0,78. On voit donc que les mesures de l'albedo lunaire sont nettement opposées à l'idée d'une surface couverte de neige, fût-ce de neige d'acide carbonique. Cette conclusion est à rapprocher de polémiques récentes, soulevées par M. W. H. Pickering, d'après lequel des fontes périodiques de givre (?) expliqueraient certains changements observés sur la Lune.

Des expériences de nature toute différente ont été tentées par M. R. W. Wood (3) en vue d'élucider les mêmes questions. M. Wood a photographié la Lune à travers un écran jaune d'abord, puis à travers un écran ne laissant passer que de la lumière ultra-violette (4). Des taches invisibles en lumière jaune sont alors apparues en lumière ultra-violette. M. Wood a ensuite photographié dans les mêmes conditions divers échantillons de substances ou de roches terrestres et recherché, parmi elles, les matériaux correspondant aux taches

(1) *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 190.

(2) On trouvera des listes de pouvoirs réflecteurs dans l'article cité de M. Russell et aussi dans : Wilsing et Scheiner, *Publik. des astroph. Observ. zu Potsdam*, Bd. XX, 1909, Part. IV, ainsi que dans : C. G. Abbot, *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, vol. II, 1908, p. 161 (Voir ci-dessus, p. 314).

(3) Voir là-dessus l'article de M. É. Touchet, *La Nature*, n° 2483, 1921, p. 293.

(4) *Astrophysical Journal*, t. XXXVI, 1912, p. 75.

constatées. Il a trouvé que des traces de soufre sur un tuf volcanique pourraient en rendre compte. Mais ces essais mériteraient d'être repris sur une plus vaste échelle et ne sauraient pour l'instant être regardés comme très probants.

7. Cartes lunaires. — Les premières cartes lunaires remontent au XVII^e siècle : la plus ancienne peut-être (1645) fut celle de Langrenus, cosmographe de Philippe IV d'Espagne. Mais la nomenclature un peu bizarre encore universellement adoptée en sélénographie est due au R. P. Riccioli (1650) qui y introduisit la plupart des savants et philosophes de l'antiquité, en même temps que les noms, souvent beaucoup moins notoires, de quelques-uns de ses contemporains. Parmi les cartes postérieures, nous citerons celles de Schröter (1784-1802), de Beer et Mädler (1837) et celle de J. Schmidt (1874), les deux dernières fort détaillées.

Aujourd'hui c'est à la photographie qu'on a recours. Très supérieure aux dessins à cause de l'éclairement variable de la Lune, elle seule permet de fixer avec authenticité les caractères de la surface et de nous renseigner, par la comparaison d'épreuves de dates différentes, sur les modifications possibles de celle-ci. La carte photographique de la Lune la plus appréciée actuellement est celle de l'Observatoire de Paris, commencée par MM. Lœwy et Puiseux et terminée pour la plus grande part par M. C. Le Morvan : elle a été obtenue avec le Grand Equatorial Coudé dont l'objectif a 60 centimètres de diamètre et 18 mètres de distance focale (1). La mise en service, aux Etats-Unis notamment, d'instruments plus puissants (tels que le Télescope Hooker de 2 m. 50) permettra sans doute bientôt de nouveaux progrès.

Les cartes photographiques, pas plus que les mesures directes, n'ont jamais permis de constater le moindre *aplatissement* de la Lune. D'après Clairaut, cet aplatissement doit être 600 fois plus faible que celui de la Terre (2) : il n'est donc pas étonnant qu'on ne l'ait jamais observé.

(1) Une nouvelle carte plus récente et plus maniable, mais faite avec le même instrument et en héliogravure également, a été publiée de 1914 à 1922 par M. C. Le Morvan (Paris, G. Thomas).

(2) Voir plus haut, p. 289.

Les mesures les plus minutieuses n'ont pas davantage mis en évidence la « libration physique ». Cette libration a été prévue pourtant par Newton : elle résulterait de ce que la Lune nous tourne toujours la même face : l'attraction terrestre devrait l'allonger vers nous et produire en conséquence une oscillation pendulaire de l'astre. Rien de semblable n'a été constaté ; la seule libration observée en longitude est celle dont parlent tous les traités de Cosmographie : elle vient de ce que le mouvement de rotation est uniforme, alors que celui de révolution (qui obéit à la loi des aires) ne l'est pas.

8. Caractères généraux de la surface. — Le sol de la Lune est très accidenté : on y rencontre souvent des pentes de 30°, parfois de 40° ou 50°. Or la pente que prennent naturellement les tas de cailloux, de terre ou d'autres matériaux ne dépend pas, on le sait, de l'intensité de la pesanteur, mais seulement du coefficient de frottement : les comparaisons avec les données d'observation terrestres sont donc légitimes. En fait, les monceaux de sable, de céréales, de ciment, c'est-à-dire les matières formées de petits grains relativement réguliers, nous montrent des pentes de 30° à 40° ; le gravier des pentes de 45° ; enfin les matériaux irréguliers, les cailloux concassés, le charbon, des pentes de 50°. Il est donc probable qu'il y a sur la Lune beaucoup de roches de ce genre, anguleuses et sous forme de fragments assez gros.

La Lune ne présente de traces d'érosion ni par l'eau, ni par le vent — au moins de traces indiscutables, ce qui n'a rien de surprenant.

On y voit surtout — c'est le principal trait de la surface — un très grand nombre (30.000 peut-être, pour l'hémisphère visible) de Cratères de toutes dimensions, sur lesquels nous reviendrons dans un instant. Il y a également sur la Lune quelques chaînes de montagnes et aussi de vastes régions sombres auxquelles on donne assez improprement le nom de Mers.

9. Mers et Montagnes lunaires. — Les « Mers » sont au nombre d'une douzaine : les plus connues sont les Mers de

Photographie de la Lune, Région de Tycho.
Télescope de 100 pouces.
(Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

la Sérénité, de la Tranquillité, des Pluies, des Humeurs, des Crises...

Rien ne dit et il est hautement improbable qu'elles aient jamais renfermé la moindre trace d'eau : elles n'en contiennent, à coup sûr, pas actuellement. Elles sont généralement circulaires et, même dans le cas contraire, ont toujours des rivages en arc de cercle. Leur surface paraît sombre et relativement unie — la proportion de lumière polarisée qu'elles émettent (1) est plus forte qu'ailleurs — mais elles doivent être cependant dans la réalité assez rugueuses. Par une bizarrerie curieuse, le fond des mers de la Lune est d'ordinaire plus convexe que le globe lui-même (fig. 111) et l'on a rapproché ceci du fait que sur la Terre les grandes fosses océaniques avoisinent généralement les hautes chaînes montagneuses (ex. : Cordillière des Andes...).

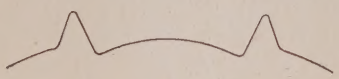


Fig. 111.

Quant aux montagnes proprement dites, il y en a peut-être sur la Lune une dizaine de chaînes : les Apennins, les Monts Leibnitz, les Monts Doerfel... Elles sont très escarpées — en raison sans doute de l'absence des effets d'érosion qui, sur la Terre, adoucissent peu à peu les pentes des montagnes.

La hauteur des montagnes lunaires se déduit facilement de la longueur de leur ombre portée : les altitudes trouvées atteignent 7.000 mètres et dépassent par suite en proportion celles des nôtres.

10. Cratères ou Cirques. — Les Cratères ou plutôt les *Cirques* lunaires — car leur origine volcanique est loin d'être établie — sont des formations presque sans exemple sur la Terre. Il y en a des dizaines de milliers, visiblement nés à

(1) Arago, *Astronomie populaire*, t. II, p. 463. A. Secchi, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, t. XIX, 1859, p. 289; *Astronomische Nachrichten*, t. 52, 1860, n° 1230, p. 93.

des époques successives ; les plus récents empiètent sur les plus anciens, et sont situés à leur intérieur ou même dans leurs parois (Pl. XV).

Les cratères récents sont en général plus profonds, leurs remparts plus abrupts et plus élevés. On y distingue souvent d'assez énigmatiques *pics centraux,* d'ordinaire très escarpés (Pl. XVI).

Les cratères lunaires sont beaucoup plus grands que ceux des volcans terrestres : le cratère Ptolémée a par exemple 180 kilomètres de diamètre ; Théophile en a 100 environ et 6.300 mètres de profondeur ; le pic intérieur de Copernic a 3.700 mètres de haut.

A côté de ces vastes cirques, on en trouve de tout petits, de 1 kilomètre de diamètre, de 500 mètres et même moins. Il ne semble pas y avoir de limite inférieure : plus les instruments deviennent puissants — et le Télescope de 2 m. 50 du Mont Wilson l'a bien montré — plus on voit de cratères et plus on en voit de petits (1).

Par contre, aucune ligne de démarcation nette ne sépare les grands cratères anciens, à remparts presque effacés et les « mers ». Entre les deux espèces de formations, le passage est graduel, s'étendant aux mers les plus vastes.

Un détail suggestif est celui-ci : les matériaux des remparts des cratères ne suffiraient pas, dans la plupart des cas, à remplir la région intérieure, d'ailleurs généralement en contre-bas par rapport au niveau moyen du sol lunaire.

Les cratères paraissent plus nombreux sur les continents et au bord des mers qu'à l'intérieur des mers elles-mêmes.

Enfin, fait capital autant que saisissant : les cratères lunaires sont toujours sensiblement *ronds.* C'est le voisinage d'autres cratères qui semble seul parfois les déformer.

11. Fissures, Rainures et Traînées. — Dans beaucoup d'endroits et notamment dans les mers, on aperçoit des fissures et des craquelures, parfois rectilignes, parfois en zig-zag, de 1 kilomètre ou 2 de large, de 500 mètres de profondeur

(1) *Bulletin de la Société Astronomique de France,* t. 34, 1920, p. 51.

Photographie de la Lune, Région de Copernic.
Grand Equatorial coudé de Paris.
(Cliché C. Le Morvan, de l'Observatoire de Paris).

peut-être et dont la longueur peut atteindre 200 kilomètres : elles sont quelquefois semées de chapelets de petits cratères.

Ces fissures ressemblent assez à certaines vallées d'érosion de la Terre, au Grand Canyon du Colorado ou à la vallée du Niagara par exemple. Mais elles n'ont presque certainement rien à voir avec l'érosion, même fossile : ce sont peut-être des conséquences du rétrécissement de l'écorce de la Lune, sous l'influence du refroidissement brusque entre le jour et la nuit : on pourrait alors les comparer aux craquelures hexagonales de nos prismes de basalte.

On remarque encore — surtout dans les mers également — de nombreux plissements en relief. Ils sont sans doute dus à la contraction du noyau interne, autre effet du refroidissement graduel qui engendre sans doute sur la Terre les plissements montagneux. C'est au fond — comparaison plus triviale — à une cause du même genre (1) que sont dues les rides d'une vieille pomme.

A côté de ces saillies, des rainures en coup de sabre s'observent par places, souvent terminées, chose étrange, par un cratère. Telle est la fameuse fissure ou « vallée » des Alpes, qui a 70 kilomètres de long sur 10 ou 12 de large. Les dénivellations brusques ne sont pas non plus sans exemple : celle qu'on appelle le « Mur droit », sorte de marche entre deux régions d'une même mer est la plus connue.

Tous ces accidents du sol lunaire se ramènent en somme à des reliefs ou à des creux. Les auréoles et les *traînées* qui rayonnent en étoile de plusieurs grands cratères n'ont au contraire pas d'épaisseur appréciable : des poussières impalpables, éclaboussées on ne sait comment, n'auraient pas d'autre aspect. Citons parmi les plus remarquables les auréoles des cratères Copernic et Képler et surtout les immenses traînées blanchâtres, émanées de Tycho, qui couvrent une grande partie de la Lune et constituent certainement un de ses caractères les plus curieux.

(1) Nous ne disons pas *la même* cause car, pour les pommes, le dessèchement intérieur intervient principalement.

12. Insignifiance des changements qu'on a cru constater sur la Lune. — Depuis qu'on observe la Lune en détail, mettons depuis 250 ans, on ne peut pas dire qu'on y ait jamais observé un seul changement net et incontestable. Ce n'est pas qu'on ne puisse aisément constater sur la Lune de nombreuses et souvent importantes modifications. Mais ces changements de forme ou de couleur peuvent toujours être interprétés par les variations d'éclairement qui correspondent aux diverses phases. L'éclairement de chaque détail de la surface ne varie d'ailleurs pas seulement avec la phase : les déplacements divers de l'orbite lunaire, ajoutés au fait que le mois n'équivaut pas à un nombre entier de jours, nous empêchent de jamais voir pour ainsi dire deux fois la Lune éclairée de même.

Un des cas de changement les plus souvent allégués concerne le petit cratère Linné (1), dans la Mer de la Sérénité. Schröter le vit au début du XIX^e^ siècle ; Beer et Mädler le déclarèrent profond et brillant en 1837 et en 1866 Schmidt annonça sa disparition. Il reparut depuis et on l'aperçoit maintenant comme une petite tache noire auréolée de blanc. La réalité d'une modification est assez douteuse : le dessin de Schröter ressemble davantage en effet à l'aspect actuel de la tache que celui de Beer et Mädler.

On cite aussi les petits cratères Messier dont les altérations périodiques ne sont également, presque à coup sûr, que des jeux de lumière.

Il n'y a d'ailleurs sur la Lune, semble-t-il, guère de causes de changement et l'absence de toute observation sérieuse de cet ordre n'est pas surprenante. La seule cause connue paraît résider dans les alternatives d'extrême chaleur et d'extrême froid qui doivent craqueler plus ou moins le sol.

13. Origine des cratères de la Lune : anciennes explications proposées. — C'est là peut-être un des premiers problèmes qui frappe l'esprit et un des plus passionnants, certes, que nous

(1) Miss A. Clerke : *History of Astronomy during the* XIX^th^ *Century*, Londres (A. et C. Black), 1902, p. 267.

pose la Lune ; il a donné lieu à bien des hypothèses dont aucune n'est universellement adoptée : nous ne ferons que résumer les plus accréditées :

1° *Hypothèse volcanique.* — Cette idée, la plus naturelle, est encore admise par la majorité des astronomes. On fait ressortir en sa faveur l'analogie évidente des cirques lunaires avec nos volcans : il n'est pas contestable que les Champs Phlégréens (près du Vésuve) ou le volcan de Ténériffe (1) (fig. 112) entre autres, rappellent de près les cratères

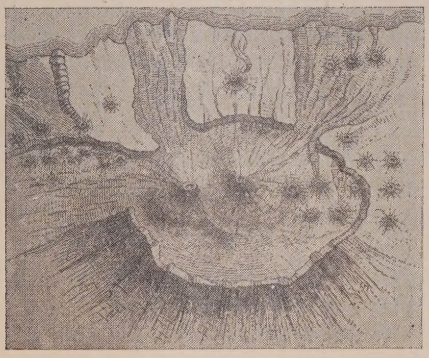


Fig. 112. — Cratères volcaniques de l'Ile de Ténériffe.

de la Lune : on y retrouve les petits cratères intérieurs et les remparts en terrasse (Tycho, Copernic...) observés sur la Lune. Les auréoles, les traînées radiales en étoile de tout à l'heure semblent faire image et s'expliquer facilement par des jets de cendres. On *croit* voir enfin, sur notre voisine, des coulées de laves : près de Cassini notamment et surtout d'Archimède. D'ailleurs, l'existence de forces lunaires intérieures est certaine ; les fissures et les veines saillantes qui rident les mers l'attestent et l'on ne voit pas pourquoi de telles forces n'auraient pas sur notre satellite les mêmes effets que sur la Terre. Le nombre si élevé des cirques s'ex-

(1) W. W. Campbell, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXII, 1920, p. 137.

plique lui aussi : on compte un millier de volcans terrestres et ils ne remontent pas, disent les géologues, à plus de 100.000 ans ; la Lune peut bien, depuis qu'elle existe — puisqu'aucune cause ne vient les effacer — en avoir 50 ou 60 fois autant.

Dans les détails, à la vérité, ces arguments si séduisants s'affaiblissent. Aucun volcan terrestre en activité ne dépasse 2 kilomètres de diamètre, alors que certains cirques lunaires, sur un astre plus petit, sont près de 100 fois plus grands. Au rebours de ce que nous révèle la Lune, les remparts de nos volcans, formés de matières expulsées, sont *plus* volumineux que la cavité d'où ils sont sortis. L'eau, ou tout au moins les gaz, jouent avec cela un rôle dans le volcanisme ; mais il n'y a, sur la Lune, ni eau ni gaz. Enfin et surtout, les cratères terrestres ont leurs bords déchiquetés et ne sont presque jamais ronds, tandis que les cirques lunaires le sont *toujours*. — Les « volcans » de la Lune diffèrent en tout cas beaucoup, il faut l'avouer, de ceux que nous connaissons.

2° *Soulèvements suivis d'affaissements.* — Cette idée a pour elle l'incontestable autorité de ses promoteurs, le grand géologue Ed. Suess (1), les astronomes M. Lœwy et P. Puiseux (2), spécialistes bien connus en fait de sélénographie.

Le phénomène à expliquer serait analogue à celui qu'on observe en petit dans la confection d'une crème : des vapeurs se forment dans la masse, elles soulèvent la surface en intumescences qui, après avoir éclaté, s'affaissent en laissant à leur place un petit cirque rond, généralement pourvu d'une éminence centrale.

L'analogie est saisissante et l'imitation excellente. On a objecté qu'on ne voit nulle part sur la Lune d'intumescences non encore affaissées, de cratères en formation ou avortés. Il semble pourtant en exister deux exemples : ce sont

(1) *La Face de la Terre*, t. III, pp. 1547-1581. Paris, 1918, Armand Colin.

(2) P. Puiseux, *La Terre et la Lune*, déjà cité.

les deux ampoules convexes de 40 kilomètres de diamètre que l'on aperçoit non loin du cratère Arago, dans la Mer de la Tranquillité (1).

Le mode de formation invoqué ici exige cependant une homogénéité de la masse pâteuse qui se réalise aisément à petite échelle (2), mais qui est hautement invraisemblable chez un corps céleste. C'est là une grave objection : aussi a-t-on cherché autre chose.

14. Hypothèse météorique. — D'après cette théorie, émise par Gruithuisen en 1840 et reprise par R. Proctor en 1873, les cratères seraient dus à des chutes de bolides sur le sol lunaire. La lune reçoit sûrement, comme la Terre, des aérolithes, animés de vitesses moyennes de 40 km./sec., qu'aucune atmosphère ne vient réduire : ceux-ci ne sauraient donc éclater comme les nôtres avant d'atteindre le sol et le phénomène doit être comparable au choc d'un obus contre un obstacle solide.

Des expériences à petite échelle (H. Alsdorf (3) 1898) ont été tentées, avec succès d'ailleurs, mais deux objections, restées 40 ans sans réponse, s'opposaient à cette explication :

a) Les cirques lunaires peuvent dépasser 100 kilomètres de diamètre. — Faut-il donc admettre que la Lune ait jadis reçu beaucoup de bolides de cette taille?

b) Les cirques sont toujours *ronds*. — Des chocs obliques devraient produire des trous *ovales* (4) et les chocs normaux devraient être l'exception, puisque, le calcul le montre, l'attraction lunaire est ici négligeable.

(1) P. Puiseux, *loc. cit.*, p. 141.

(2) Une explication valable pour un cratère de 1 centimètre de diamètre dans un plat de crème ne l'est pas nécessairement pour un cirque lunaire de 100 kilomètres. — L'échelle influe grandement dans toutes les questions de mécanique appliquée, où il faut tenir compte du principe de similitude mécanique : quand on multiplie les dimensions par 1000, les phénomènes peuvent changer totalement.

(3) *Gæa*, 1898, Erster Heft, pp. 35, 105, 139. — Voir à ce propos la note ci-dessus.

(4) M. G. K. Gilbert s'est beaucoup efforcé sans grand succès d'éluder cette objection (*Bulletin of the Philosophical Society of Washington*, t. XII, 1893, p. 241).

L'expérience de la dernière guerre semble avoir levé ces difficultés. D'abord les trous d'obus, qui ressemblent étrangement aux cratères lunaires, peuvent atteindre 30 mètres de diamètre, soit 100 fois le diamètre du projectile. De plus, en dépit d'incidences très obliques, ils sont toujours ronds (fig. 113) : le trou n'est en effet pas directement dû au choc,

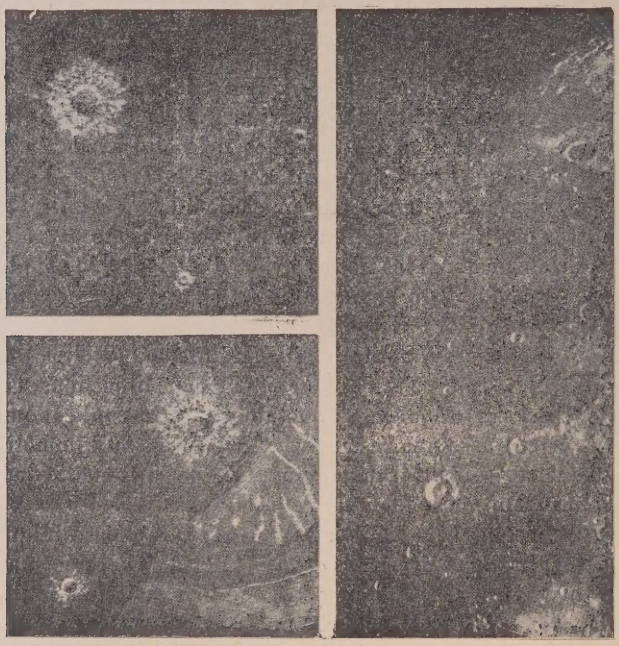


Fig. 113. — Photographies comparées de trous d'obus (à gauche) et de cratères lunaires (à droite) (d'après M. Ives).

mais bien à l'explosion de la charge de l'obus et celle-ci explose également dans toutes les directions (1).

La vitesse d'un obus ne dépasse guère 1 km./sec. ; celle

(1) J. Bosler, Les Pierres tombées du Ciel et l'Evolution du Système solaire (*Revue Générale des Sciences*, t. 27, 1916, p. 614). Et : *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 34, 1920, p. 52. — Voir aussi : H. E. Ives, *Astrophysical Journal*, t. L, 1919, p. 245.

d'un bolide est 30 ou 50 fois plus forte et son énergie cinétique 1.500 fois supérieure. Un choc aussi violent et instantané doit porter la température du projectile à des centaines de milliers de degrés. Une volatilisation immédiate, analogue à une explosion, peut s'ensuivre.

Le sol rocheux de la Lune est d'ailleurs sans doute jonché de poussières cosmiques, ainsi que de météorites de toutes grosseurs et partant très favorable à la formation de cratères par impact. Les incidences rasantes y produiraient des rainures telles que la « vallée des Alpes »....

A cette conception hardie, les objections, bien entendu, ne manquent pas. On a demandé pourquoi la Terre n'est pas, elle aussi, couverte de cratères. Mais notre atmosphère fait éclater les aérolithes avant qu'ils atteignent le sol, et ce sol, les phénomènes géologiques (érosion, sédimentation, etc.), que la Lune ne connaît pas, le remanient sans cesse. Que de fouilles n'a-t-il pas fallu pour retrouver les faibles restes de Babylone ou de Suse, grandes cités encore au temps d'Alexandre et dont on connaissait pourtant l'emplacement!

Il est encore vrai que nous ne voyons pas de météorites tomber sur la Lune. Cela tient sans doute à la rareté des très grosses : nous avons sous les yeux, ne l'oublions pas, tous les cratères qui se sont jamais formés sur la face visible de la Lune ; il n'en apparaît peut-être pas un tous les 1.000 ans et il n'y a pas si longtemps qu'on observe sérieusement...

Une question plus troublante concerne les mers, qui ne sont que de grands cirques — et qu'aucune hypothèse n'explique. — Faut-il songer à des chutes de véritables astéroïdes remontant à un passé extrêmement lointain? Nous ne tenterons pas d'élucider cette dernière énigme. Mais, tout bien pesé, il nous paraît probable que c'est dans la voie précédente que doit être surtout cherchée l'explication des cratères de la Lune.

15. Le « Meteor Crater » du Canyon Diablo. — Il existe d'ailleurs sur la Terre un « cratère » au moins qui rappelle beaucoup ceux de la Lune et que les géologues les plus

compétents s'accordent à attribuer à la chute d'un énorme bolide (1). Nous voulons parler de celui du Canyon Diablo dans l'Arizona (E. U.). C'est une excavation circulaire d'environ 1.200 mètres de diamètre, située au milieu d'une plaine (fig. 114) ; les roches qui l'entourent surplombent celle-ci de 40 mètres et le fond, presque plat, est à 130 mètres en contrebas (2). La partie centrale, par endroits visiblement vitrifiée, semble avec évidence avoir été soumise jadis à une haute température. Les environs sont, de plus, couverts de débris rocheux parmi lesquels figurent de nombreux morceaux de fer incontestablement météorique, pesant

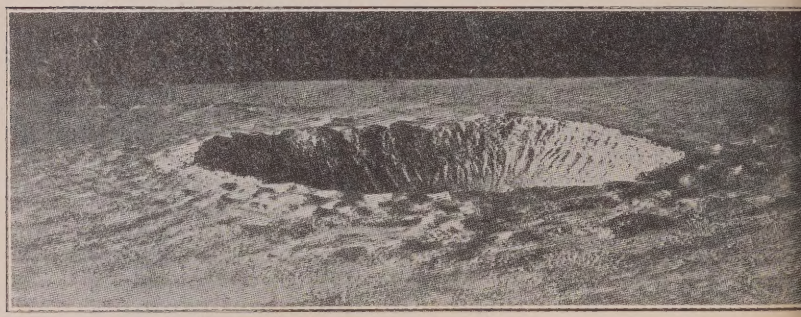


Fig. 114. — Vue à vol d'oiseau du « Meteor Crater » du Canyon Diablo (Arizona, E. U.).

jusqu'à 770 kilogrammes et sans rapport avec le terrain : ces derniers sont localisés aux alentours du cratère à la manière des plombs sur une cible et on n'en trouve aucun à plus de 8.850 mètres à vol d'oiseau (fig. 115).

La nature du sol — chose capitale — exclut toute idée d'origine volcanique ou geysérienne : ce sont des sédiments

(1) George P. Merrill, *Smithsonian Miscellaneous Collections*, vol. L. (*Quarterly Issue*, vol. IV, part 4), 1908, p. 461. Et aussi : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXII, 1920, p. 259.

(2) Soit 170 m. environ de dénivellation entre le bord du cratère et le fond.

de la fin du carbonifère (calcaires et grès) et le mode de stratification des assises empêche d'attribuer au cirque une origine souterraine. Des sondages méthodiques, poussés

Fig. 115. — Distribution topographique des fers météoriques trouvés aux environs du « Meteor Crater » du Canyon Diablo (D. M. Barringer, 1909) — (1... fer de plus de 5 kgs.; 2... fers plus petits).

jusqu'à 330 mètres, n'ont du reste permis de soupçonner aucun indice éruptif.

L'aspect des terrains donnait à penser que la chute du bolide pouvait remonter à 5.000 ans environ : sa grosseur a dû être de l'ordre de 100 mètres de diamètre : la masse (à supposer qu'elle ait été unique) devait être alors comparable à celle (1) découverte en 1924 dans l'Adrar. Il est curieux que les sondages n'aient guère révélé plus de 20 tonnes de fer métallique ; par contre on a retrouvé beaucoup de particules minérales caractéristiques des météorites et qui ont dû provenir de la combustion du projectile volatilisé par un choc dont la violence a certainement dépassé toute imagination (2).

La découverte, vers 1891, de ce cratère (3) a naturellement beaucoup renforcé la thèse des partisans de l'origine météorique des cirques de la Lune.

16. Serait-il possible d'envoyer de la Terre un projectile dans la Lune? — Ne quittons pas les bolides sans dire un mot de ce problème que l'on a abordé — après Jules Verne, mais plus scientifiquement — dans ces dernières années. Il y a évidemment deux cas à distinguer :

1° *Projectile sans voyageurs.* — M. R. H. Goddard (4) s'est proposé en 1919 d'exécuter des sondages météorologiques aériens à de très grandes hauteurs, 100 ou 150 kilomètres, et il a cherché dans ce but à perfectionner le seul genre de propulseur sur lequel on puisse compter pour une pareille entreprise : le moteur à réaction, c'est-à-dire la fusée.

Une fusée est un cylindre rempli de poudre et débouché

(1) Cette masse est d'ailleurs la plus grosse des météorites connues Voir plus loin p. 467.

(2) On consultera encore là-dessus : Elihu Thomson, The Fall of a Meteorite, *Proceedings of the American Academy of Art and Science*, Boston, t. XLVII, 1912, p. 721 et E. de Martonne, *Annales de Géographie*, t. XXII, 1913, p. 178.

(3) Que nous avons visité nous-même en 1924.

(4) *Smithsonian Miscellaneous Collections*, vol. LXXI, n° 2, 1919 et H. D. Curtis, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXII, 1920, p. 145.

par un bout ; la poudre brûle ; les gaz de la combustion s'échappent et la quantité de mouvement ainsi perdue à chaque instant fait, par réaction, progresser la fusée sans que l'atmosphère joue aucun rôle actif. Ce semble être le seul appareil susceptible de s'élever dans le vide. Mais le rendement de la fusée est d'ordinaire très faible. Par ses expériences M. Goddard l'a amélioré considérablement et a réussi à le faire passer de 2 0/0 à 50 et 60 0/0 (Moteur Diesel : 40 0/0).

La fusée Goddard perfectionnée est à masse variable : elle abandonne successivement les divers réservoirs vides qui contenaient la poudre brûlée. Dans ces conditions, on peut calculer que, pour envoyer 1 kilogramme à l'infini, il faut consommer 1.274 kilogrammes de poudre sans fumée. C'est énorme, sans interdire, il est vrai, tout espoir.

Une autre difficulté serait celle d'atteindre le but, c'est-à-dire la Lune. La fusée serait soumise à la gravitation de la Terre *et de la Lune* qui toutes deux se déplacent ; on est dans le cas général du problème des trois corps et la moindre erreur dans la direction de la vitesse initiale (1) ferait de la fusée un satellite de la Lune. Des procédés de commande à distance ne seraient pas inconcevables, quoique bien peu pratiques.

2° *Projectile avec voyageurs.* — Ce problème est encore plus complexe que le précédent : il a cependant été étudié en 1913 par M. R. Esnault-Pelterie (2).

Les difficultés de tout à l'heure subsistent : il s'y ajoute — sans parler du retour — celle de contrebalancer l'accélération d'arrivée pour éviter le choc. M. Esnault-Pelterie fait les calculs nécessaires et trouve que le Radium seul

(1) G. H. Darwin, *The Tides*, Londres (Murray), 3e éd. 1911, p. 421.

(2) *Journal de Physique*, 5e série, t. III, 1913, p. 218. — M. R. Esnault-Pelterie a tout récemment repris la question dans un mémoire plus étendu, où il l'envisage sous toutes ses faces (*Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 42, supplément au numéro de mars 1928).

contient, par unité de masse, l'énergie indispensable (1). Mais il la contient et c'est déjà beaucoup !

En somme tous ces projets audacieux ne comportent pas d'impossibilité de principe *absolue* — surtout le premier. Il est à espérer que des essais seront bientôt tentés pour atteindre, au moyen de fusées, sinon la Lune, tout au moins des hauteurs auxquelles on n'aurait jamais osé songer auparavant.

(1) Il ne peut s'agir, bien entendu, ici que l'énergie *utilisable* — et non de celle qui, d'après la Théorie de la Relativité, est contenue dans toute espèce de matière.

CHAPITRE III

LES PLANÈTES VOISINES DE LA TERRE

Remarques générales sur le système solaire. — Nous allons nous occuper maintenant des planètes proprement dites. Auparavant il y a lieu, croyons-nous, d'insister sur quelques faits importants d'un caractère très élémentaire.

C'est d'abord l'énorme prépondérance de la masse du Soleil. Le Soleil a une masse 1.047 fois supérieure à celle de la plus grosse planète (Jupiter) et 333.000 fois supérieure à celle de la Terre : c'est en somme 1 tonne, comparée à 1 kilogramme et à 3 grammes respectivement.

Les distances donnent lieu à une remarque analogue. Si la Terre avait 1 centimètre de rayon, celui du Soleil atteindrait 1 m. 09 et serait situé à 240 mètres.

Le Système Solaire est donc excessivement clairsemé. Son nom même fait illusion. Le Soleil et, *très loin* les uns des autres, quelques *très petits* corps : voilà la réalité. Ces choses sont bien connues ; mais on les perd souvent de vue.

Une autre remarque est celle-ci dont la première idée est due à Humboldt. Les planètes se partagent en deux groupes nettement tranchés, séparés par l'anneau des astéroïdes (1). D'un côté les planètes inférieures, petites et très denses, de l'autre les planètes supérieures, relativement énormes et de densité à peine supérieure ou même inférieure à celle de l'eau. Quelle que soit la signification profonde de cette observation, elle est si nette qu'elle mérite de frapper l'esprit.

(1) A. Auric, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 34, 1920, p. 371.

Nous commencerons par les planètes du premier groupe — dont fait partie la Terre et, si l'on veut, la Lune — et nous passerons à l'étude de Mercure.

A. — *Mercure.*

1. Données générales. — Mercure est, de toutes les planètes connues, la plus voisine du Soleil : sa distance moyenne est 0,387 unités astronomiques et sa période de révolution 88 jours environ. Son excentricité orbitale et son inclinaison sont respectivement 0,206 et 7° : ce sont là les plus fortes valeurs que nous présentent les orbites planétaires, celles des astéroïdes mises à part. — La planète est petite : son diamètre n'est que 0,382 de celui de la Terre. Sa masse, très difficile à déterminer, ne peut être connue que par les faibles perturbations que Mercure exerce sur Vénus ou sur certaines comètes et les chiffres obtenus diffèrent beaucoup entre eux, de 1/9 à 1/30 de la masse terrestre : on peut admettre 1/18, ce qui fait, par rapport au Soleil, 1/6.000.000 et correspond à une densité voisine de 6.

Mercure présente, on le sait, des phases comme la Lune. Il passe devant le Soleil à certaines époques régulières (mois de mai et novembre), mais dont le retour suit une loi assez compliquée.

Le périhélie de Mercure possède, dans le sens direct, un déplacement de 40″ par siècle que la Mécanique Céleste classique n'explique pas (1). L'existence d'une planète intra-mercurielle plus voisine du Soleil suffirait pourtant à en rendre compte : on a vainement cherché à en apercevoir une. Même aux éclipses totales de Soleil, aucun objet de ce genre n'a jamais été observé et l'on peut affirmer qu'aucune planète de diamètre supérieur à 30 ou 35 kilomètres ne saurait exister dans ces régions : on l'aurait déjà vue. S'il y a des planètes intra-mercurielles, ce ne peuvent être que de très petits astéroïdes.

(1) On sait que la nouvelle loi de la gravitation, proposée par M. Einstein, en donne une explication.

2. Rotation. — Le problème de la rotation de Mercure est toujours en suspens : les uns pensent que la planète tourne sur elle-même en 1 jour environ; les autres qu'elle présente, comme la Lune par rapport à nous, toujours la même face au Soleil, ce qui correspond à une période de 88 jours.

Schröter, observant Mercure vers 1800, crut y apercevoir des taches et annonça une période de 24 h. 4 m. Schiaparelli (1) en 1880 trouva au contraire d'autres taches qui le conduisirent à une période de 88 jours et P. Lowell (2) à Flagstaff aboutit après lui à la même conclusion. La vérité est qu'en dehors des phases, la planète offre bien peu de points de repère. M. E. M. Antoniadi (3) vient pourtant d'en trouver à Meudon. Ses observations confirment l'opinion de Schiaparelli.

On a songé au spectroscope : des méthodes analogues à celle de l'inclinaison des raies, appliquée jadis à Jupiter (4), donneraient peut être quelque chose. Malheureusement l'observation est très difficile : Mercure est assez rarement visible, jamais en pleine nuit et, dans le cas pourtant moins épineux de Vénus, le problème est loin d'avoir été résolu.

3. Absence quasi-totale d'atmosphère. — Mercure n'a pas d'atmosphère appréciable. Lors de ses passages devant le Soleil, le petit astre forme un disque noir, et la légère auréole qui paraît parfois l'entourer ne peut être qu'un effet d'irradiation. Son albedo (5) 0,062 est voisin de celui de la Lune (avec $p = 0{,}18$), ce qui permet de conclure à un sol et à des conditions analogues. Comme pour la Lune, le bord du disque n'est pas moins brillant que le centre, au rebours de ce qui a lieu pour le Soleil : il semble même généralement l'être plutôt davantage : il n'y a donc pas d'absorption. La faible masse de Mercure et sa proximité du

(1) *Astronomische Nachrihten*, t. 123, 1889, nº 2944, p. 241.
(2) *Mem. of the American Acad. of Sciences*, t. XII, 1897, nº 4, p. 464.
(3) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 185, 1927, p. 756.
(4) Voir p. 377.
(5) H. N. Russell, *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, pp. 108 et 190. Rappelons que p est le pouvoir réflecteur de la surface (voir p. 318).

Soleil, qui l'échauffe bien plus que la Terre, rendent du reste probable, d'après les idées de Johnstone Stoney, la disparition rapide de tous les gaz qui ont jamais pu s'y trouver.

Le *spectre de Mercure* a cependant paru révéler le contraire. Ce spectre, presque identique à celui du Soleil, est très peu intense : on n'y voit guère que les principales raies de Fraunhofer (C, α, D, E, le groupe *b*, F, G entre autres). H. C. Vogel (1) crut y constater, par comparaison avec une étoile de même hauteur, un renforcement des raies telluriques de la vapeur d'eau ; la région photographique a été étudiée par P. Lowell (2) : le violet et l'ultra-violet y semblent anormalement faibles à côté du rouge. La signification de ces faits est pourtant fort douteuse : il n'y a sans doute, dans tout cela, que des effets de la faible altitude de la planète et la présence d'une atmosphère quelconque reste très peu vraisemblable.

4. Température. — Les moyens actuels de l'Astronomie ne permettent pas d'évaluer directement la température de Mercure : celle-ci dépend d'ailleurs, comme c'est le cas pour toutes les planètes, des suppositions qu'on peut faire concernant sa rotation et son atmosphère.

La quantité de chaleur que Mercure reçoit du Soleil, inversement proportionnelle au carré de sa distance moyenne, est $1 : 0{,}387^2$ ou 6,7 fois plus forte que celle reçue par la Terre. Si celle-ci se trouvait donc placée à la distance de Mercure et en équilibre calorifique, sa température absolue serait, *en supposant applicable la loi de Stefan*, $\sqrt[4]{6{,}7}$ fois supérieure. Or on évalue à $+ 15°$ C. la température moyenne du globe ; ceci nous donnerait à la distance de Mercure :

$$288° \times \sqrt[4]{6{,}7} = 465° \text{ abs. ou } + 192° \text{ C.}$$

Mais l'assimilation de Mercure à la Terre n'est pas exacte, et ce calcul est théoriquement bien critiquable.

(1) *Untersuchungen über die Spektra der Planeten*, Leipzig, Engelmann, 1874, p. 9.

(2) D'après Scheiner et Graff, *Astrophysik*, déjà cité, p. 248.

Faisons donc entièrement abstraction de l'atmosphère et des alternatives de jour et de nuit. Cherchons alors la température d'équilibre que prendrait un petit corps noir sphérique sous l'action du rayonnement solaire, à la distance *de la Terre*. Cette température T_0 est atteinte lorsque la quantité d'énergie rayonnée par la surface totale $4\pi r^2$ du corps compense celle reçue dans le même temps par la surface πr^2. En admettant $5{,}6.10^{-5}$ ergs : sec. comme constante de la loi de Stefan (1) et 1,93 calories par minute ou $0{,}135.10^7$ ergs : sec. comme constante solaire, nous avons :

$$4 \times 5{,}6.10^{-5}\, T_0^4 = 0{,}135.10^7 \qquad \text{d'où } T_0 = 278^\circ \text{ abs.}$$

Appliquons ce résultat à Mercure. Son albedo 0,062 montre qu'il n'absorbe guère plus de 93 0/0 de la *lumière* incidente ou, ce qui revient à peu près au même (étant donnée la répartition de l'énergie dans le spectre solaire), de l'*énergie* incidente. Par contre le pouvoir émissif de Mercure est, selon toute vraisemblance, voisin de 1 pour les grandes longueurs d'onde qui correspondent à sa température possible. En tenant compte de ces facteurs, nous trouvons :

$$278^\circ \times \sqrt[4]{6{,}7 \times 0{,}93} = 440^\circ \text{ abs. ou } + 167^\circ \text{ C.}$$

Telle est la température *moyenne* (2) qu'aurait sans doute Mercure si, dénué d'atmosphère, il tournait comme la Terre. Mais Mercure présente toujours la même face au Soleil. Si la conductibilité est négligeable, on trouve, pour la température *au centre du disque*, $440^\circ \times \sqrt[4]{4}$ abs. ou $+ 349^\circ$ C. Les mesures de MM. E. Pettit et S. B. Nicholson ont donné $+ 350^\circ$ C. (3). — Sur cette planète, la vie doit donc être impossible.

(1) A. Blanc, *Rayonnement, Eclairage*, Paris, A. Colin, 1921, p. 47.

(2) J. H. Poynting, Radiation in the Solar System, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol 202 A, 1904, p. 525. — Nous avons refait les calculs avec des données plus modernes.

(3) H. N. Russell, R. S. Dugan, J. Q. Stewart, *Astronomy*, Boston, 1926-1927 (Ginn), t. I, p. 312.

II. — *Vénus.*

1. Données générales. — La distance moyenne de Vénus au Soleil est 0,723 unités astronomiques ; sa période de révolution 224 j. 70. Son orbite, presque circulaire, n'a qu'une excentricité de 0,0068 ; elle est inclinée de 3°23′ sur l'écliptique. La planète est, comme dimensions, très comparable à la Terre, avec un diamètre 0,972 du nôtre et une masse 0,817 de celle de la Terre, soit 1/408.000 de la masse solaire. La densité moyenne de Vénus, 5,0, diffère donc peu de la densité terrestre et la gravité à sa surface vaut 0,85 de celle de notre globe.

Comme la Lune et Mercure, Vénus a des phases. Comme ces deux astres également, il lui arrive de passer entre le Soleil et nous ; mais les passages, qui ont lieu aux mois de juin et de décembre, sont plus rares que ceux de Mercure. On leur attribuait autrefois une grande importance : ils fournissaient une base en vue de la détermination si délicate de la parallaxe du Soleil. Malheureusement les observations des instants des contacts n'ont pas toute la précision qu'on en espérait : lorsque le disque de la planète devient tangent soit extérieurement soit intérieurement au bord éclatant du Soleil, il se forme au point de contact une sorte de filament, la « goutte noire », simple effet d'irradiation, mais qu'il est impossible d'éliminer. On a donc aujourd'hui pour la parallaxe solaire recours à d'autres méthodes et nous n'insisterons pas davantage sur celle-là, qui fut appliquée pour la dernière fois en 1874 et 1882.

2. Rotation. — On n'aperçoit sur Vénus que de vagues taches blanchâtres, moins fugitives cependant que celles qu'on a cru voir sur Mercure. Le problème de la durée de rotation n'est pourtant guère plus avancé. Jacques Cassini (1740) crut pouvoir déduire d'observations antérieures une période de 23 h. 20 m. ; Schröter en 1790 parvint à la même conclusion. Mais Schiaparelli (1) (1890) affirma au contraire

(1) *Rendiconti del R. Istituto Lombardo*, t. XXIII, 1890, série II et *Astronomische Nachrichten*, t. 138, 1895, n° 3304, p. 249.

que Vénus tourne toujours la même face au Soleil, ce qui correspond à une période de 225 jours. Perrotin, Tacchini, Percival Lowell et bien d'autres opinèrent dans le même sens.

Les observations spectroscopiques de V. M. Slipher (1) à Flagstaff — par comparaison des vitesses radiales des bords Est et Ouest du disque — aboutirent à une période très longue, difficile à préciser et furent en somme favorables à Schiaparelli. A l'Observatoire de Paris, les mesures effectuées sur le spectre de Vénus eurent le même résultat. Mais M. A. Belopolsky (2) obtint à Poulkovo, toujours par la méthode spectroscopique, des durées de rotation de l'ordre de 1 j. 5 : ses pointés sont toutefois fort discordants entre eux. Aussi, malgré la légère incertitude qui subsiste, les probabilités sont elles pour une durée de rotation très longue, sans doute égale à celle de la révolution.

On sera d'ailleurs peut-être bientôt fixé. M. F. Quénisset (3) a réussi à obtenir à l'Observatoire Flammarion de Juvisy des *photographies* de Vénus, où les taches aperçues visuellement sont fort nettes. En reprenant de semblables clichés à des dates différentes et avec des instruments plus puissants, il est à espérer que la question pourra enfin être élucidée.

3. Atmosphère. — Vénus a une atmosphère analogue à la nôtre, mais moins dense. Les indices en sont nombreux. 1° Lors des passages de la planète sur le Soleil, on voit tout autour — et même un peu avant le passage — comme un anneau illuminé. C'est là un phénomène de diffusion (4). 2° L'albedo de Vénus est très élevé (5), 0,59 (avec $p = 0{,}738$) et répond à peu près à celui des nuages. 3° L'éclat est

(1) *Lowell Observatory Bulletin*, t. I, nos 2 et 3, 1903.

(2) *Astronomische Nachrichten*, t. 152, 1900, n° 3641, p. 263.

(3) *Comptes rendus*, t. 172, 1921, p. 1645 et antérieurement, t. 153, 1911, p. 1208. — Et aussi *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 36, 1922, p. 126.

(4) H. N. Russell, *Astrophysical Journal*, t. IX, 1899, p. 284.

(5) H. N. Russell, *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 190. — Voir plus haut, p. 320, note 2.

moindre au bord du disque qu'au centre, comme s'il y avait absorption. On aperçoit du reste, lors des conjonctions, une « lumière cendrée » qui ne peut guère être due qu'à une illumination atmosphérique. 4° Enfin la masse de la planète, voisine de celle de la Terre, rend très probable l'existence d'une atmosphère qui, en raison de la température élevée de Vénus, doit être cependant moins dense que la nôtre.

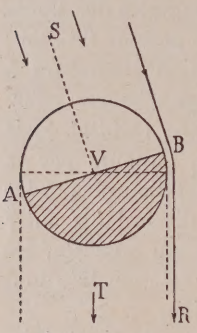


Fig. 116.

Il est d'ailleurs possible de se faire une idée de la densité de cette atmosphère (1.) Lorsque Vénus est tout près de la conjonction, un peu avant ou un peu après, le croissant est extrêmement effilé (fig. 116). Or il suffit de regarder la figure pour se rendre compte que si une atmosphère réfringente entourait Vénus, le point B, diamétralement opposé au point A où le croissant est le plus large, recevrait du Soleil une vive lumière et, grâce à la réfraction, nous apparaîtrait brillant, ce qui n'a pas lieu. Un calcul facile montre qu'une réfraction horizontale de 12′ aurait ainsi des effets observables. Comme la réfraction de l'atmosphère terrestre est à l'horizon de 36′,6, la densité de l'atmosphère de Vénus ne peut excéder le *tiers* de la nôtre.

En tout cas, cette atmosphère ne s'étend pas très haut : l'anneau brillant dû à la diffusion correspond à une altitude de 1.200 à 1.400 mètres au-dessus du disque.

4. Spectre de Vénus. — Le spectre de Vénus est le plus intense de tous ceux des planètes ; il est quasiment identique à celui du Soleil : J. Scheiner a examiné 300 raies de Fraunhofer comprises entre F et H et n'a pas trouvé la moindre différence de position ou d'intensité avec le spectre solaire (2).

On ne voit pas non plus dans le spectre de Vénus d'autres

(1) H. N. Russell, *loc cit*, 1899.
(2) P. Salet, *Spectroscopie Astronomique*, Paris, O. Doin, 1909, p. 303.

raies atmosphériques que les raies telluriques. Secchi et Vogel (1) les avaient cru intensifiées : la question a été reprise dernièrement par MM. Ch. St John et S. B. Nicholson (2), avec une forte dispersion, et les résultats ont été négatifs. Entre λ 3.900 et λ 6.900, on n'a pas trouvé trace de Vapeur d'Eau ni d'Oxygène et cependant la vitesse radiale de la planète permettait de distinguer les raies que son atmosphère aurait pu produire de celles de la nôtre.

Il est curieux que, bien que Vénus ait une assez forte atmosphère, aucune raie ne la révèle. La cause en est sans doute dans les nuages qui diffusent et réfléchissent la lumière solaire avant qu'elle ait pénétré dans les couches basses. L'intensité non diminuée de la région ultra-violette (Vogel) paraît confirmer cette explication. Les observations polariscopiques plaident dans le même sens : la lumière réfléchie par des nuages n'est pas polarisée et J. J. Landerer (3) a trouvé que celle de Vénus ne l'est pas non plus.

5. Température. — Celle-ci dépend, nous l'avons dit, de l'atmosphère et de la nature de la surface. On peut, comme on l'a fait pour Mercure, calculer très grossièrement quelle température aurait Vénus si son sol était analogue au nôtre et si son atmosphère avait même densité et même composition que la nôtre. Vénus recevant par unité de surface $1 : 0{,}723^2$ ou 1,9 fois plus de chaleur que nous, on trouve ainsi :

$$288^\circ \times \sqrt[4]{1{,}9} = 338^\circ \text{ abs. soit } + 65^\circ \text{ C.}$$

Ce chiffre concerne la température moyenne. Mais à l'équateur, en été, la température sur la Terre est de l'ordre de + 40° C. Un calcul analogue au précédent montrerait que ceci correspond pour Vénus à + 95° C. L'atmosphère de Vénus étant plus rare que la nôtre et par suite moins efficace

(1) *Spektra der Planeten*, Leipzig, Engelmann, 1874, p. 15. — Et : *Astrophysical Journal*, t. I, 1895, pp. 196 et 273.

(2) *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXIII, 1921, p. 208.

(3) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. 114, 1892, p. 1524.

pour égaliser les températures, ces 95° ne sont qu'un minimum, sûrement dépassé dans les régions directement exposées au rayonnement solaire.

Or si la pression de l'atmosphère de Vénus était le tiers de la pression normale terrestre, l'eau y entrerait en ébullition à 72° C. Sur Vénus l'eau — s'il y en a — se trouve donc à l'état d'ébullition permanente à l'équateur. Ce calcul, qui doit approcher de la vérité, explique pourquoi Vénus nous apparaît couverte de nuages.

Dans le même ordre d'idées, une donnée intéressante concerne la fraction du rayonnement global de Vénus qui provient de la planète elle-même : celle-ci s'élève à 5 0/0 environ (1), 95 0/0 de l'énergie émise venant par réflexion du Soleil. L'albedo très élevé de Vénus, dû aux nuages qui l'entourent, suffit à expliquer ces chiffres.

Les nuages doivent protéger en partie le sol contre les excès de l'ardeur solaire et Vénus, malgré sa très haute température, semble, somme toute, jouir — au moins vers les pôles — de conditions assez favorables à la vie. Malheureusement nous ne pouvons rien voir de sa surface. C'est d'autant plus fâcheux qu'aucune autre planète n'a davantage de chances d'être habitée.

III. — *Mars*

1. Données générales. — Mars (2) est la seule planète dont nous puissions voir un peu nettement le sol : de là naît surtout l'intérêt peut-être exagéré qu'elle soulève. Sa distance moyenne au Soleil est en unités astronomiques 1,523 ; sa durée de révolution 686 j. 95. Son orbite, inclinée de 1°51'

(1) D'après W. W. Coblentz (*Popular Astronomy*, t. XXXI, 1923, p. 116). — Voir plus haut, p. 92. Une évaluation de la température effective de Vénus a été tentée, en partant de ce résultat, par M. D. H. Menzel (voir p. 93) : on a trouvé + 50° C. ce qui concorde assez bien avec les 65° cités plus haut.

(2) Pour tout ce qui concerne Mars, on trouvera de précieuses informations dans l'ouvrage de Camille Flammarion : *La Planète Mars et ses conditions d'habitabilité : synthèse générale de toutes les observations*, Paris, t. I, 1892 et t. II, 1909, Gauthier-Villars.

sur l'écliptique est la plus excentrique ($e = 0{,}093$) après celle de Mercure : c'est même à cette circonstance que Képler a dû de pouvoir découvrir ses célèbres lois. Le diamètre de Mars est un peu plus de la moitié (0,534) de celui de la Terre. Sa masse, très bien déterminée par les satellites, est à peine supérieure au dixième de la nôtre, exactement 0,108, ce qui fait par rapport au Soleil 1 : 3.093.500. La densité qui en découle est 3,92 et la gravité vaut, sur Mars, les 0,38 de la pesanteur terrestre.

Mars est surtout observable aux oppositions : à sa plus courte distance de la Terre, son diamètre apparent de 25″ fait qu'on ne le voit pas alors plus gros avec un grossissement de 420 que la Lune avec un de 6. On distingue donc mieux la Lune avec une simple jumelle que Mars avec un puissant télescope : nous verrons bientôt la portée de cette remarque. La planète, rougeâtre, parsemée de taches verdâtres, présente parfois une déformation due à un effet de phase : on dit alors que Mars est « gibbeux ».

A l'encontre de ce que nous avons vu pour Mercure et Vénus, la durée de rotation est très bien déterminée par comparaison avec les dessins de Huygens : elle est de 24 h. 37 m. environ. L'axe étant incliné de 24° sur le plan orbital, Mars possède des saisons analogues aux nôtres, mais plus longues : saison chaude 306 jours ; saison froide 381 jours. Enfin l'aplatissement polaire, plus grand que celui de la Terre, est de 1/200e.

Mars a deux satellites minuscules : Phobos le plus rapproché mesure 20 ou 30 kilomètres de diamètre, Deimos 10 seulement. Le premier présente une étrange particularité : sa durée de révolution 7 h. 39 m. étant inférieure au jour martien, il fait 3 révolutions par jour, se levant à l'Ouest pour se coucher à l'Est. L'intérêt cosmogonique de cette anomalie ne saurait être trop souligné.

2. Atmosphère. — L'atmosphère de Mars est fort peu apparente, si peu même qu'on a douté parfois de son existence. Bien qu'on soit aujourd'hui revenu de cette opinion, les raisons qui l'accréditaient étaient assez sérieuses.

1° L'albedo de la planète est assez faible, 0,154 (avec $p = 0{,}208$) (1). Or, si Mars avait une atmosphère notable, des nuages s'y formeraient et en élèveraient l'albedo.

2° Lorsqu'une étoile vient à être occultée par le disque, elle disparaît soudain, ce qui n'a jamais lieu avec les planètes à atmosphère appréciable.

3° La faible masse de Mars rend, d'après la Théorie Cinétique des Gaz, une atmosphère importante peu vraisemblable.

On aperçoit cependant souvent sur Mars de vagues nuées, sortes de brumes jaunâtres ou de poussières localisées ; par intervalles même, la surface entière semble se recouvrir d'une buée. Il est difficile de ne pas attribuer ces phénomènes à la présence d'une atmosphère, d'autant plus que les bords du disque apparaissent en outre estompés.

Divers savants ont essayé d'obtenir une évaluation grossière de la pression de cette atmosphère martienne en admettant que la planète soit, à ce point de vue, comparable à la nôtre, eu égard à sa masse, à sa surface et à l'intensité de sa gravité : on trouve ainsi une pression de

$$\frac{0{,}108}{0{,}534^2} \times 0{,}38 = 0{,}14 \text{ atmosphère},$$

soit le 1/7 de la pression terrestre normale ou la moitié de celle au sommet de l'Himalaya (où l'eau bout à 53° C.).

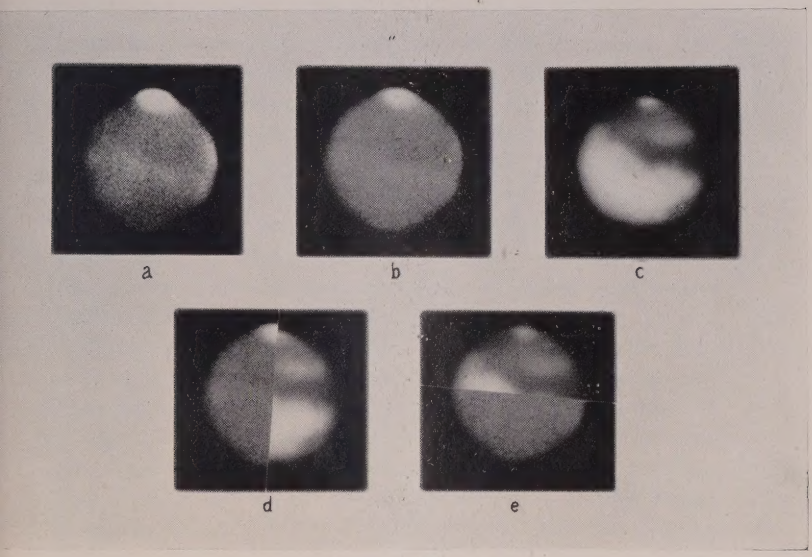
Ce chiffre, 0,14 atm., ne saurait être qu'une limite supérieure : un raisonnement analogue conduirait pour la Lune à 1/36e d'atmosphère et nous avons vu que l'atmosphère lunaire est, sans aucun doute, au moins 20 fois plus rare.

Les recherches spectroscopiques de MM. W. S. Adams et Ch. E. Saint-John (2) ont suggéré, en 1928, dans l'atmosphère martienne, environ 5 0/0 de la Vapeur d'Eau et 15 0/0 de l'Oxygène contenus dans la nôtre... On ne sait rien des autres gaz ; mais une pression totale de 0,05 à 0,20 atmosphère semble probable.

Le problème a donc fait dernièrement un pas sensible.

(1) H. N. Russell, *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 190. Voir plus haut, p. 318.

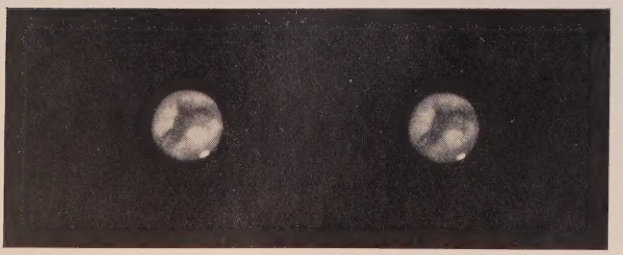
(2) *Public of the Astr. Soc. of the Pacific*, t. XXXVIII, 1925, p. 151.



Photographies de Mars à travers des écrans colorés.

a, écran violet, pose courte ; *b*, *idem*, pose normale ; *c* écran infra-rouge ; *d* et *e*, images violette et infra-rouge côte à côte.

(W. H. Wright, Observatoire Lick, 21 août 1924).



Photographies directes de Mars.
(E. E. Barnard, Observatoire Yerkes).

M. W. H. Wright (1) a aussi photographié Mars à Lick à travers 3 écrans ne laissant respectivement passer que les radiations jaunes (région λ 5600), violettes (λ 4400) et voisines de l'infra-rouge (λ 7600). Les clichés en lumière violette ne révélaient aucun détail, ceux en lumière jaune rappelaient l'observation visuelle, ceux en lumière infra-rouge ressemblaient à ces derniers en beaucoup plus net et surtout le diamètre apparent de la planète y était plus petit (Pl. XVII). — On peut conclure de là que Mars est entouré d'une atmosphère diffusante, comparable à la nôtre, transparente pour le début de l'infra-rouge et très élevée : M. Wright évalue sa hauteur à 200 kilomètres — ce qui ne préjuge rien, il est vrai, de sa densité.

Diffusant le violet et le bleu, l'atmosphère martienne doit, comme la nôtre, donner une teinte rouge aux objets vus par transparence : on s'explique alors l'aspect rougeâtre de l'astre. Une confirmation saisissante de tout le travail a pu être apportée par M. Wright, qui photographia, du Mont Hamilton, à travers ses deux écrans violet et infra-rouge, la plaine éloignée de San José : les épreuves en lumière violette ne révélaient que les montagnes des premiers plans ; celles en lumière infra-rouge montraient au contraire parfaitement la ville lointaine, jusqu'à l'horizon et établissaient en même temps l'effet absorbant, pour le violet, de l'atmosphère interposée. Bien que ces recherches suggestives méritent d'être reprises, tout semble donc se passer à cet égard sur Mars comme sur la Terre.

3. Spectre de Mars. — Le spectroscope nous apprend ici assez peu de chose. A part les raies de Fraunhofer d'origine solaire, on ne voit pas, dans le spectre de Mars, d'autres radiations que les raies telluriques.

Certains ont cru les voir renforcées, notamment Janssen (du haut de l'Etna, en 1868) Vogel, Wilsing et Scheiner et surtout Percival Lowell (2). Laissons de côté les observa-

(1) *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXVI, 1924, p. 239.

(2) *Lowell Observatory Bulletin*, t. I, 1909, n° 36, p. 207.

tions trop anciennes. Lowell comparait le spectre de Mars à celui de la Lune, pris à la même hauteur apparente : il constata un renforcement pour la bande *a* (λλ 7164-7327) de la Vapeur d'Eau mais non pour les autres. Or s'il y a de la vapeur d'eau sur Mars, les autres raies telluriques de même origine (λ 6602-6433 ; λ 6054-585, « rain band » ; δ, λ 578-567 ; ζ, λ 5478-5420) doivent paraître renforcées aussi.

Les travaux de M. W. W. Campbell semblent avoir élucidé le problème. Afin d'éliminer autant que possible les effets de l'atmosphère terrestre, M. Campbell observait au Mont Whitney, à 4.200 mètres d'altitude : il ne trouva pas la plus légère différence (1) entre le spectre de Mars et celui de la Lune à la même hauteur, même en ce qui concerne la bande *a*. De nouvelles tentatives faites à Lick avec une grande dispersion ont donné le même résultat.

Le principe de Doppler-Fizeau permet d'ailleurs de distinguer les raies martiennes des terrestres, qu'il s'agisse ou non du même élément : il suffit d'observer Mars en quadrature ; sa vitesse étant alors sensiblement normale au rayon visuel, les raies imputables à Mars doivent paraître déplacées, ce qui doit faire sembler doubles les raies dites telluriques (2). L'expérience a été faite à l'Observatoire Lick (3) : on a examiné la région λ 6280 (qui contient 6 ou 7 raies de l'Oxygène) et le résultat a été négatif : M. Campbell en a conclu qu'il y a sûrement très peu d'oxygène dans l'atmosphère martienne et que la quantité de vapeur d'eau qui s'y trouve ne saurait dépasser le 1/5 de celle contenue dans l'air le jour de l'expérience (1 g. 9 par m^3).

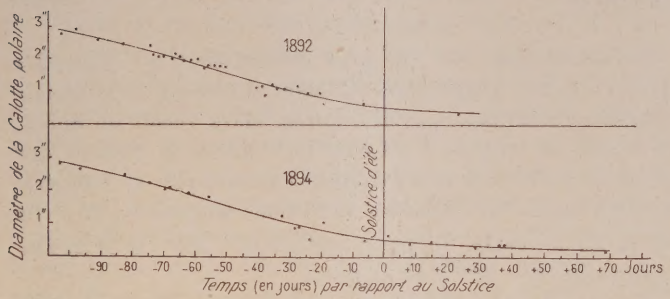
En somme, le spectre de Mars ne nous révèle guère la composition de son atmosphère : il nous renseigne mieux sur ce que nous ne devons pas y chercher.

(1) *Lick Observatory Bulletin*, t. V, 1909, n° 169, p. 149. — Voir aussi : *Astronomy and Astrophysics*, t. XIII, 1894, p. 752 et *Astrophysical Journal*, t. II, 1896, p. 28.

(2) Une méthode analogue a été appliquée en 1921 à Vénus (voir p. 345).

(3) *Publications of the Astronomical Socitey of the Pacific*, t. XXII, 1910, p. 87. — Voir aussi plus haut, p. 348.

4. Calottes polaires. — Les pôles martiens apparaissent comme de larges calottes d'un blanc éclatant, tout à fait comparables aux banquises qui, sur la Terre, recouvrent les mêmes régions. Ces calottes s'étendent de 25 à 35° des pôles et se comportent comme les nôtres, à certains détails près. Elles ne changent pas durant l'hiver martien et diminuent l'été : leur maximum a lieu 3 ou 4 mois après le solstice d'hiver et leur minimum 3 ou 4 mois après le solstice d'été (fig. 117) ; elles vont même alors parfois jusqu'à disparaître totalement (1), ce que ne font jamais nos banquises polaires qui, même en été, restent considérables. Par contre, le



Fig, 117. — Variation avec les saisons du diamètre de la calotte polaire australe de Mars (d'après E. E. Barnard).

retard de la fonte existe sur la Terre où il est d'un ou deux mois ; on a invoqué le fait en faveur de l'existence d'une atmosphère, mais la nature du sol intervient aussi.

La calotte australe est celle que Mars nous présente quand il est en opposition près de son périhélie, c'est-à-dire au moment le plus propice aux observations. Elle n'est pas, comme la calotte boréale, exactement centrée sur le pôle martien : il s'en faut de 8 ou 10°.

Maintenant de quoi sont formées ces calottes? De glace d'*eau* probablement. On a parlé de neige d'acide carbonique solidifié : l'hypothèse paraît contredite par ceci que, lors de

(1) E. E. Barnard, *Astrophysical Journal*, t. XVII, 1903, p. 253.

la régression, la calotte se borde d'une bande bleue (1) dont la lumière est polarisée et qui la suit dans son mouvement. La bande est donc liquide : or l'acide carbonique solide se sublime sans fondre, passant ainsi directement de l'état solide à l'état gazeux. Les calottes martiennes ont donc sans doute la même composition que nos banquises : la brusquerie des variations thermiques sur Mars ferait plutôt, il est vrai, songer à de la gelée blanche qu'à de la glace proprement dite (2). Quoi qu'il en soit de ce dernier détail, les évaluations de température dont nous allons maintenant parler, corroborent pleinement l'idée d'une assimilation étroite des calottes polaires de Mars avec les zones glacialés terrestres.

5. Température. — On peut évidemment se demander quelle serait la température de Mars si son sol et son atmosphère ne différaient pas des nôtres. Mars reçoit du Soleil, par unité de surface $1 : 1{,}523^2$ ou 0,43 de la chaleur que reçoit la Terre. S'il est en équilibre calorifique, sa température doit donc être, dans les conditions supposées, en vertu de la loi de Stefan, *supposée applicable* : $288^\circ \sqrt[4]{0{,}43} = 234^\circ$ absolus (3) ou -39° C. *en moyenne*.

Ce n'est là qu'un résultat très problématique, en raison de la fausseté évidente des hypothèses faites. On s'accordait cependant il y a quelques années à croire que la température sur Mars ne pouvait être qu'excessivement basse *partout*. Les recherches récentes ont sensiblement modifié cette opinion trop absolue. M. W. W. Coblentz (4), en se basant sur ses mesures de rayonnement, a trouvé des chif-

(1) Ch. André, *Les Planètes et leur Origine*, Paris, 1909 (Gauthier-Villars), p. 42.

(2) Les photographies à travers écrans colorés (voir ci dessus, § 2) ont donné à penser à M. Wright que les calottes martiennes pouvaient être doubles : une sorte de nuage planerait au-dessus d'une tache blanche située, elle, au niveau du sol. Mais ceci aurait besoin de confirmation.

(3) Puisque la température moyenne de notre globe est d'environ 288° C.

(4) *Popular Astronomy*, t. XXXIII, 1925, pp. 310 et 363. — Voir aussi plus haut, p. 92.

fres atteignant + 10° C. ou même + 20° C. sous les tropiques, à midi, pour les régions sombres ; les régions brillantes seraient à la vérité plus froides, de — 10° à + 5°, le côté de la nuit restant sans doute uniformément à une température voisine de — 70° C. (1). Telle serait aussi en hiver la température des calottes polaires qui, en été, pourraient être à quelques degrés au-dessus de 0° : on s'expliquerait par là tout naturellement la régression que ces banquises supposées manifestent en été.

On le voit, l'eau, en général liquide sur la Terre, est normalement solide sur Mars — du moins selon toute probabilité. Il ne faut en effet pas oublier que l'absorption sélective de l'atmosphère joue un grand rôle climatérique : l'importance à ce point de vue de l'acide carbonique et de la vapeur d'eau dans l'air n'est pas contestable. Une composition chimique appropriée de l'atmosphère martienne pourrait donc modifier les résultats ci-dessus, quoique le peu de densité de celle-ci nous permette de serrer ici de plus près la réalité que dans le cas des autres planètes, dont nous ne voyons pas le sol. Il n'est de toute façon pas douteux que, sur Mars, les variations de température sont fort accentuées. Dans certaines parties de la Sibérie, à Verkhoïansk notamment, on passe de — 60° en hiver à + 20° en été : il semble en être à peu près de même sur Mars, avec cette différence que, là, c'est la région la plus favorisée qui ressemble — sans parler de la nuit ! — au pays le plus déshérité de la Terre habitée.

6. Caractères principaux de la surface martienne. — En dehors des calottes polaires, il y a sur Mars deux sortes de détails :

1° Les uns sont constamment visibles ; tout le monde les

(1) MM. Edison Pettit et S. B. Nicholson ont, par des procédés analogues, trouvé au Mont Wilson des chiffres assez comparables à ceux cités ici : — 70° aux pôles et quelques degrés au-dessus de 0° sous les tropiques (*Popular Astronomy*, t. XXXII, 1924, p. 601). — Ajoutons, à titre de renseignement, que M. Menzel (voir p. 93) a obtenu, pour la température effective moyenne, des nombres oscillant entre — 16° et — 30°.

voit et les voit pareillement : ce sont les *mers* et les *continents*.

2° Les autres, essentiellement fugitifs, n'ont été signalés qu'en 1877 par Schiaparelli et ont prêté depuis à d'interminables discussions : ce sont les *canaux*.

Mers et Continents. — Les Mers, d'un gris bleuâtre ou verdâtre, couvrent à peu près les 3/8 de la surface ; elles occupent surtout l'hémisphère Sud et la zone équatoriale. Elles forment vers le Nord de vastes golfes dont les plus connus sont la Grande Syrte et le Margaritifer Sinus.

Elles paraissent plus grandes et plus sombres quand les calottes polaires sont au maximum de leur extension, plus petites et plus vagues quand celles-ci sont au minimum (1). On les prenait d'abord pour de vastes étendues d'eau. Mais la lumière qu'elles émettent n'est pas polarisée. On suppose d'ordinaire aujourd'hui que ce sont des zones de végétation ou plutôt des sortes de mousses ou de lichens (2) et des marécages.

Les Continents sont des régions vaguement orangées ou rougeâtres : ils occupent plus de la moitié de la planète et ont l'apparence de déserts de sables ou de rochers. Des montagnes semblent s'y trouver : on aperçoit quelquefois des aspérités, des points brillants (3) (près du terminateur notamment) qui ne peuvent s'expliquer que de cette façon.

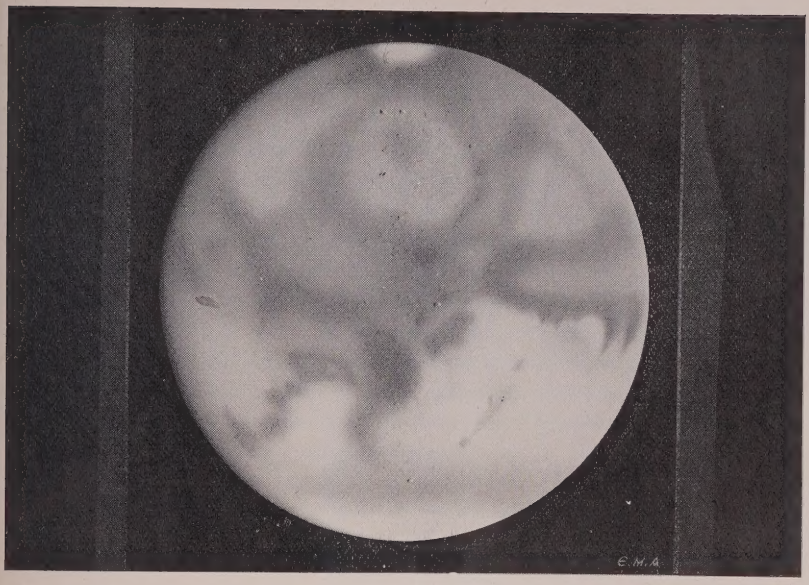
Canaux. — Tels étaient les seuls traits connus de Mars lorsqu'en 1877, puis en 1879, Schiaparelli, qui s'était déjà illustré par de magnifiques travaux sur les étoiles filantes, annonça la découverte de caractères nouveaux. Il s'agissait de lignes sombres, fines et droites, traversant les continents rougeâtres dans des directions variées. Schiaparelli les baptisa du nom de « canaux », sans rien préjuger toutefois de leur origine (fig. 120).

Les canaux de Mars ont ceci de particulier qu'ils sont —

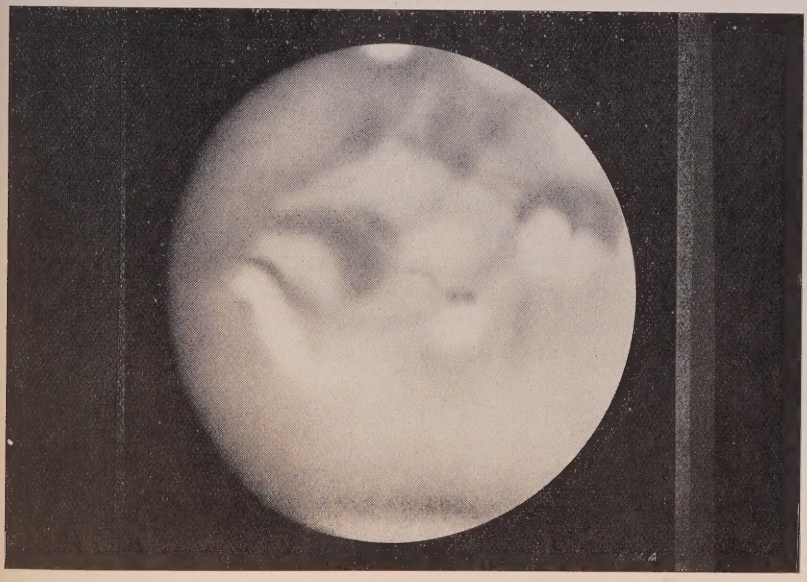
(1) C. A. Young, *General Astronomy*, New-York (Ginn and C°), édit. 1904. p. 362

(2) Coblentz, *loc. cit* , p. 376.

(3) W. W. Campbell, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. VI, 1894, p. 110.



30 septembre 1926, à 21 h. 30 m. La Mer du Sablier ou Grande Syrte est au méridien.



18 octobre 1926, à 21 h. 0 m. On remarquera le Lac du Soleil au-dessus du centre.

DESSINS DE MARS
exécutés à la Grande Lunette de 0 m. 83 de l'Observatoire de Meudon
par M. E. M. Antoniadi.

au dire des astronomes qui les ont observés — à la limite de visibilité. On ne les voit que par éclairs d'une fraction de seconde. Ils peuvent avoir jusqu'à 3.000 kilomètres de longueur; leur largeur n'est que de 20 ou 30 kilomètres, ce qui, dans les conditions les plus favorables (quand Mars est en opposition), ne fait pas plus de 0″,08 ou 0″,11.

Quelques années après la découverte des canaux, en 1881-1882, eut lieu une nouvelle opposition favorable de Mars. Schiaparelli les revit et annonça que certains d'entre eux s'étaient dédoublés, en formant des séries de raies parallèles distantes de 300 à 600 kilomètres. Cette mystérieuse « géminination » parut dépendre des saisons martiennes et se développer surtout vers les équinoxes.

7. Problèmes soulevés par les canaux. — Que fallait-il penser de tous ces phénomènes qui, bien entendu, suscitèrent un intérêt universel ? La première idée qui vint fut qu'ils étaient l'œuvre d'êtres intelligents. De nombreux astronomes se consacrèrent avec ardeur à leur étude. Un des premiers, Camille Flammarion organisa dans ce but l'Observatoire de Juvisy (1882). Quelques années plus tard (1894), un amateur américain, Percival Lowell, fonda à Flagstaff (Arizona), dans un pays réputé pour la beauté de son ciel, un établissement qu'il dota bientôt d'une lunette de 0 m. 60. D'autres observateurs s'ajoutèrent à ceux-là : MM. E. Antoniadi, F. Quénisset à Juvisy, R. Jarry-Desloges au Revard (Savoie) et à Sétif (Algérie), W. H. Pickering à la Jamaïque...

Le nombre des canaux s'accrut aussitôt rapidement. Lowell (1) et ses assistants Douglass et Slipher en signalèrent des centaines, formant parfois à leurs croisements, des taches d'environ 200 kilomètres de diamètre et qu'on appela « oasis ».

L'existence des Martiens ne semblait plus douteuse ; on se demanda le but des canaux. Lowell y vit des travaux d'irrigation, justifiés par la rareté de l'eau et destinés à profiter de la fonte des neiges polaires pour amener celle-ci

(1) *Annals of the Lowell Observatory*, t. II, 1900.

dans les régions cultivées improprement appelées « mers ». Une objection se dressait pourtant : Mars étant aplati et en rotation, la pesanteur y est plus forte aux pôles ; il faut donc, pour transporter l'eau vers les basses latitudes, employer des pompes, nécessairement très puissantes... Et cela conduisait à supposer chez les Martiens une industrie aussi avancée que leur agriculture — ce qui du reste n'avait rien d'impossible.

Quoi qu'il en soit, Flammarion fit remarquer que la vallée du Rhin, entre autres, vue d'un ballon à 2.500 mètres, apparaît sous l'aspect d'une large bande de verdure, l'eau du fleuve étant à peine visible. Les canaux de Mars, soit simples soit géminés, pourraient alors nous révéler tout simplement l'extension plus ou moins grande des cultures le long de leurs bords.

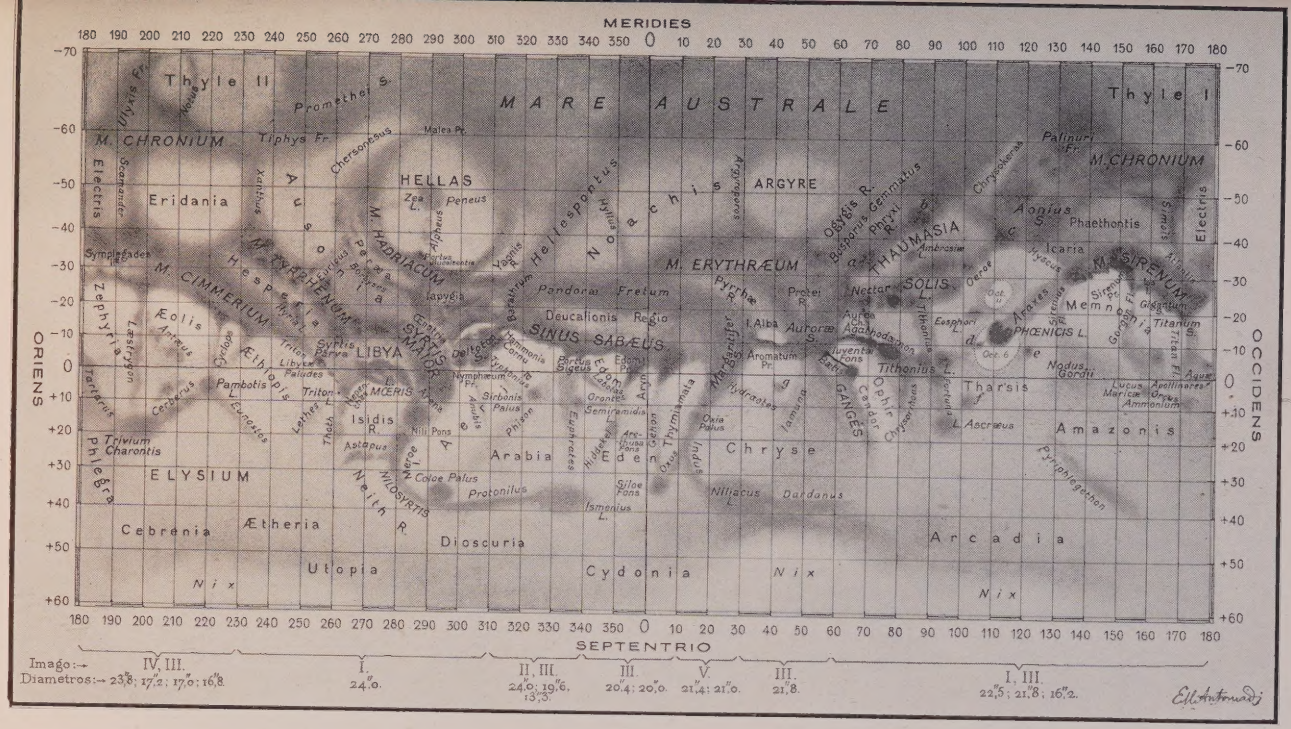
Encore faut-il qu'ils existent réellement.

A mesure en effet que les découvertes de canaux de Lowell et de ses émules se multipliaient, le nombre de ceux qui les voyaient croissait aussi et l'on comptait parmi eux beaucoup de possesseurs de petits instruments. Par contre, plusieurs observateurs réputés, munis des plus puissantes lunettes : W. W. Campbell à Lick (lunette de 0 m. 91 de diamètre), E. E. Barnard à Yerkes (1 m. 04), E. Antoniadi à Meudon (0 m. 83) (Pl. XVIII et Pl. XIX) G. E. Hale au Mont Wilson (1 m. 50) ne réussirent jamais à *voir* (1) les canaux, que la photographie ne révèle d'ailleurs jamais (Pl. XVII). Des doutes sérieux s'élevèrent alors sur leur réalité objective.

Le fait inquiétant que des observateurs pourvus d'instruments de 0 m. 10 d'ouverture voyaient très souvent les canaux, alors que ceux-ci échappaient à des ouvertures de 0 m. 80 ou de 1 mètre, fit soupçonner l'influence de la Diffraction.

8. Influence de la diffraction. — On sait que l'image d'un point lumineux donnée par un objectif de diamètre D (en

(1) A les voir tout au moins d'une manière permanente, autrement que par éclairs d'une fraction de seconde.



CARTE GÉNÉRALE DE MARS

exécutée par M. E. M. Antoniadi, lors de l'opposition de 1909, avec la Grande Lunette de 0 m. 83 de l'Observatoire de Meudon.

centimètres) n'est pas un point géométrique, mais un petit disque de diamètre $\frac{12''}{D}$, en secondes d'arc. Une lunette de 12 centimètres de diamètre permet donc de « séparer », de voir distinctement 2 petites étoiles ou 2 détails planétaires dont la distance apparente est dans le ciel de 1″; une lunette de 24 centimètres permet d'en séparer dont l'intervalle n'est que de 0″,5. Il semble donc physiquement impossible que, toutes choses égales par ailleurs, on ne voie pas plus nettement avec un objectif de 1 mètre qu'avec un de 50 centimètres et a fortiori avec un plus petit.

Percival Lowell, le mieux armé des partisans des canaux de Mars, prétendait au contraire améliorer la définition de son objectif de 0 m. 60 en le diaphragmant à 0 m. 50 et même à 0 m. 30 (1). On ne fait pourtant ainsi qu'obvier à l'imperfection de la mise au point en rendant le faisceau lumineux (fig. 118) plus délié et voir plus nettement les détails qui ne sont pas au foyer, ce qui peut avoir de l'intérêt en photographie pratique, mais n'en a aucun dans les observations visuelles, où les images sont tout entières dans le plan focal. Quant au diamètre effectif de l'image d'un point, il continue à ne dépendre que de l'ouverture de l'objectif, diaphragme en place, et le diaphragme ne fait que l'augmenter.

Fig. 118.

Lowell employait encore un autre artifice. Il plaçait devant l'oculaire un verre neutre affaiblissant l'intensité des images : il affirmait ainsi réduire l'influence nuisible de la diffraction. Si l'on représente en effet par une surface, évidemment de révolution, l'intensité de la lumière aux différents points de la tache circulaire donnée dans le plan focal par un point éloigné, cette surface, bien connue d'ailleurs (2), se trouve avoir la forme d'un pain de sucre. Employer un verre

(1) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 24, 1910, p. 465

(2) Ch André, *Traité d'Astronomie Stellaire*, Paris (Gauthier-Villars), 1900, t. I, p. 28

neutre revient alors à supprimer tous les points de la tache trop faiblement éclairés : les choses se passent en somme comme si le plan focal au lieu d'être en AB était reporté en A_1B_1 (fig. 119) et le diamètre de la tache de diffraction est en effet diminué. Mais, quelle que soit la valeur pratique du procédé, il est entièrement indépendant de l'emploi du diaphragme. Les critiques soulevées par cette dernière méthode n'en conservent pas moins leur valeur. On pouvait donc à bon droit s'étonner que ce fût justement le défenseur le plus ardent de la réalité des canaux qui dût, pour les voir, réduire artificiellement l'efficacité de sa lunette.

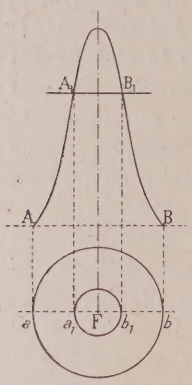


Fig. 119.

Le climat de Flagstaff, si supérieur qu'il fût d'après Lowell à ceux de Lick ou du Mont Wilson, ne suffisait évidemment pas à expliquer l'énigme, qui restait entière.

9. Experienges de Maunder et Evans et de Newcomb. — On s'est alors demandé si les canaux n'étaient pas dus à une perception imparfaite de détails réels, à la limite de visibilité. MM. E. W. Maunder et J. E. Evans (1) imaginèrent (1902-03) et Newcomb (2) refit l'expérience suivante. On exécuta une figure basée sur un beau dessin de Mars, de Schiaparelli, de Lowell ou de quelque autre partisan des canaux, mais sans y mettre les canaux : à leur place on disposa quelques points, lignes sinueuses ou taches irrégulières. La figure, à assez grande échelle (fig. 120), fut suspendue dans une salle d'école et des enfants, assis à des distances diverses du modèle, furent chargés de dessiner ce qu'ils voyaient : on les avait choisis d'avance sachant un peu de dessin, doués d'une bonne vue et surtout n'ayant jamais entendu parler de Mars ni de ses canaux.

(1) *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, t. LXIII, 1902-1903, p. 488.

(2) Ch. André, *Les Planètes et leur Origine* (déjà cité) p. 72.

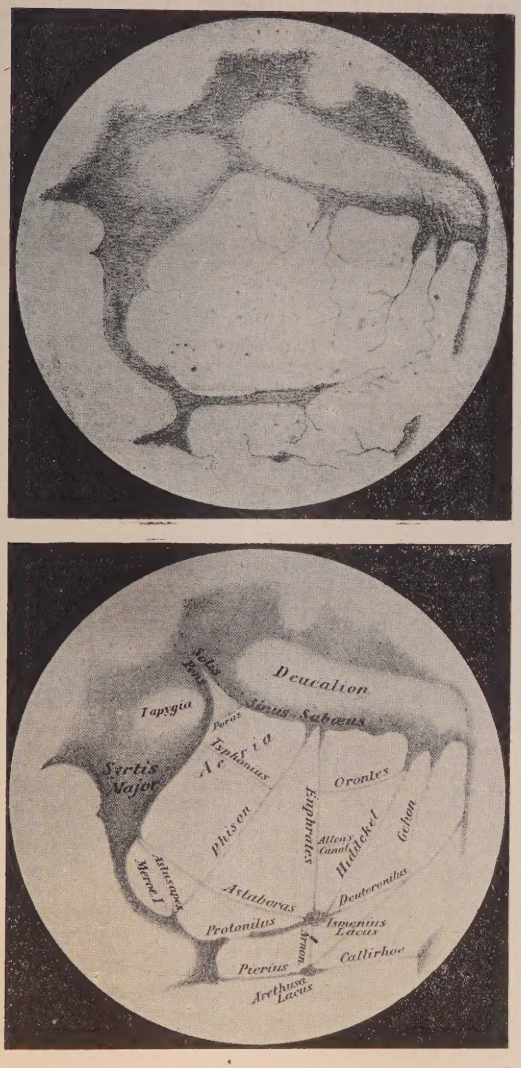


Fig. 120. — Expériences de E. W. Maunder.
En bas : Dessin original de Mars,
En haut : Modèle présenté aux enfants.

Or les enfants placés le plus près du modèle le reprodui-

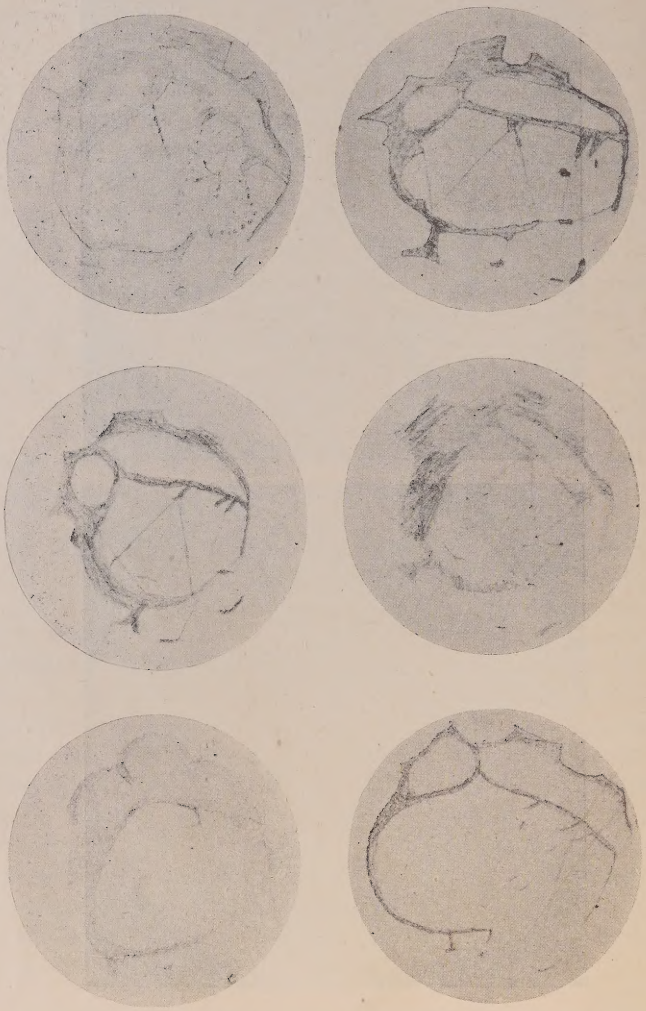


Fig. 121. — Expériences de E. W. Maunder.
Dessins des enfants placés à diverses distances du modèle.

sirent exactement ; les plus éloignés dessinèrent seulement les continents et les mers et ceux assis au milieu de la pièce figurèrent en général par des lignes droites les détails qu'ils apercevaient vaguement là où Schiaparelli et Lowell avaient marqué leurs principaux canaux (fig. 121).

Il est donc à peu près certain que les canaux de Mars ne sont que des illusions. Il y a sûrement, sur la planète, des taches ou des lignes plus ou moins irrégulières tenant à la géographie martienne. Peut-être sont-ce des chaînes de montagnes, des accidents géologiques locaux, des marécages ou des nappes d'eau (sans doute peu profondes, on l'a vu). Tout cela est juste à la limite de visibilité : l'œil y voit des taches circulaires (oasis) et des lignes droites et ces taches ou ces lignes, il *croit* les distinguer d'autant mieux que la diffraction a plus d'influence, c'est-à-dire que l'instrument est plus petit.

10. La vie est-elle possible sur Mars — Nous venons de résumer l'explication la plus probable des canaux de Mars : elle ne signifie pas du tout qu'aucun être vivant n'existe sur cette planète sans doute très sèche, presque sans air, et glacée. Le séjour de Mars ne se prête certes pas beaucoup à la vie animale supérieure, telle que nous la voyons autour de nous. Il en va autrement des végétaux, de ceux tout au moins des toundras sibériennes dont l'existence sur Mars paraît assez probable et rend du même coup possible celle d'animaux rudimentaires. Y en a-t-il d'autres, qui nous intéresseraient davantage ? C'est difficile à dire. N'oublions pas cependant que si certaines conditions physiques terrestres nous paraissent nécessaires à la vie, c'est que, par suite de la longue évolution de toute l'échelle des êtres, ceux-ci se sont précisément adaptés au milieu terrestre, au point de ne plus pouvoir s'en passer et de ne plus même pouvoir en imaginer d'autres. Des poissons intelligents jugeraient vraisemblablement la vie impossible hors de l'eau. Nous aussi, nous faisons toujours, sans le vouloir, de notre expérience limitée la règle de l'Univers. — Avant donc de nous prononcer, attendons et continuons à observer Mars.

CHAPITRE IV

JUPITER ET LES PETITES PLANÈTES

A. — *Les Petites Planètes*

1. Généralités. — L'existence d'une petite planète située entre Mars et Jupiter, à la distance moyenne 2,8, était prévue par la loi empirique de Bode dès 1772 et la découverte de Cérès par Piazzi, le 1er janvier 1801, parut une confirmation éclatante d'une règle déjà vérifiée pour Uranus.

Seulement il y avait en réalité dans cette région plusieurs planètes : Olbers découvrait en effet bientôt Pallas (1802), puis Vesta (1807), alors qu'en 1804 Harding avait aperçu Junon.

Une longue période de recherches infructueuses vint ensuite et dura jusqu'en 1845, date à partir de laquelle le nombre des astéroïdes (1) s'accrut rapidement grâce à l'établissement de cartes zodiacales détaillées. Mais ce fut surtout par l'emploi de la photographie (Max Wolf, 1891) que les découvertes se multiplièrent : à la fin de 1891, on comptait 322 astéroïdes ; il y en avait 914 au milieu de 1919 (2), 1024 au 1er novembre 1924 et en 1926 plus de 1160.

La méthode de recherche photographique, presque seule employée aujourd'hui, consiste simplement à prendre un cliché à longue pose de la région à étudier, en suivant le mouvement diurne. Les étoiles apparaissent alors sur le cliché comme des points plus ou moins gros et, s'il y a dans le voisinage une planète, son déplacement propre durant la pose lui donne l'aspect d'une petite traînée rectiligne aisément reconnaissable.

(1) Les mots « astéroïde » et « petite planète » sont synonymes.
(2) *Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1922, p. 264.

Dès que la découverte d'un astéroïde est signalée, on calcule son orbite, pour ne pas le perdre de vue d'abord, puis l'auteur de la trouvaille lui donne un nom précédé de son numéro d'ordre chronologique, entouré d'un cercle. La première découverte des petites planètes s'appelle ainsi (1) Cérès.

Les orbites des petites planètes, dont les éphémérides sont publiées régulièrement, possèdent en général des caractères spéciaux très nets, dont nous parlerons bientôt.

2. Distances moyennes. — Les distances moyennes au Soleil des astéroïdes actuellement connus varient de 1,458 à 5,278, en unités astronomiques (1). Ainsi il y a des astéroïdes en deçà de Mars : le plus rapproché du Soleil en moyenne est (433) Eros pour lequel $a = 1{,}458$ (Mars : $a = 1{,}523$). Il y en a également au delà de Jupiter ($a = 5{,}203$) ; citons par exemple : (588) Achille $a = 5{,}253$, (624) Hector $a = 5{,}278$. — On n'en connaît pas de plus éloignés du Soleil.

Ce dernier fait était à prévoir. L'éclat apparent d'un astéroïde varie comme $1 : r^2\Delta^2$ (r = distance au Soleil, Δ = distance à la Terre). Par suite, une petite planète de 10e grandeur, à la distance moyenne 1,65, près du bord intérieur de l'anneau, passe à la grandeur 15,3 près du bord extérieur, à la distance 4,05 : elle serait alors, à cette distance, invisible dans la plupart des instruments. Nous sommes donc à peu près hors d'état de voir les astéroïdes qui peuvent se trouver au delà de Jupiter, à moins que leur éclat ne soit exceptionnel. Ce n'est donc pas tant l'absence d'astéroïdes dans cette région qui nous empêche d'en découvrir davantage que la difficulté de les y observer.

Pourtant, s'il y a des astéroïdes au-delà de Jupiter et en deçà de Mars, il ne doit pas y en avoir beaucoup (2). M. P.

(1) *Kleine Planeten*, année 1925, p. 118. — Brochure publiée par l'*Astronomisches Rechen-Institut zu Berlin-Dahlem* (Berlin, Ferd. Dümmler, 1924).

(2) Ch. André, *Les Planètes et leur Origine*, Paris, Gauthier-Villars, 1909, p. 96.

Stroobant (1) a construit, en tenant compte de la cause d'invisibilité dont nous venons de parler, la courbe du nombre moyen des astéroïdes en fonction de a et il a trouvé une loi fort analogue à celle qui régit la répartition des erreurs accidentelles (fig. 122), avec un maximum pour $a = 2{,}75$.

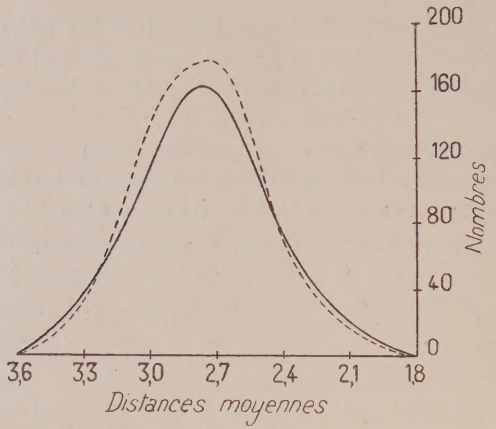


Fig. 122. — Répartition des Astéroïdes suivant leurs distances au Soleil, compte tenu de l'affaiblissement dû à la distance (P. Stroobant). Trait pointillé : courbe de Gauss correspondante.

3. Excentricités et Inclinaisons. — Ces deux éléments sont en général, pour les astéroïdes, beaucoup plus considérables que pour les grosses planètes. Alors que la moyenne des excentricités des grosses planètes est $e = 0{,}06$ et la moyenne de leurs inclinaisons sur l'écliptique (2) $i = 2°{,}3$, les moyennes correspondantes sont pour les 802 premières petites planètes (3) : $e = 0{,}1476$, $i = 9°54'$.

(1) La Constitution de l'Anneau de Petites Planètes, 1er mémoire, 1907, p. 12 (Extrait des *Annales de l'Observatoire Royal de Bruxelles*, nouvelle série, *Annales astronomiques*, t. IX, fasc. III, publié à Bruxelles).

(2) Il est d'usage de rapporter les inclinaisons orbitales à l'écliptique. Il serait plus rationnel de les rapporter au plan invariable du maximum des aires, avec lequel l'orbite terrestre faisait en 1850 un angle de 1°35'.

(3) P. Stroobant, Mémoire sur les Petites planètes cité plus bas (§ 7), pp. 8 et 12. — Pour e, on a écarté ici une orbite rigoureusement circulaire, celle de (330) Adalberta.

Beaucoup d'astéroïdes ont des excentricités comparables à celles des comètes périodiques et certains en ont même de supérieures. Ainsi les comètes de Tempel, de Holmes et de Brooks ont des excentricités respectives de 0,40 ; 0,41 ; 0,46, alors qu'on peut citer parmi les petites planètes :

(887) Alinda : $e = 0{,}53$ (719) Albert : $e = 0{,}54$

(944) Hidalgo : $e = 0{,}653$.

De même, plusieurs astéroïdes ont de très fortes inclinaisons. Ainsi pour :

(2) Pallas : $i = 34°43'$ (945) Barcelona : $i = 32°51'$

(944) Hidalgo : $i = 43°4'$.

Comme d'autre part il existe beaucoup de petites comètes périodiques sans chevelure ni queue, d'apparence stellaire, on peut dire qu'il n'y a pas de distinction tranchée entre petites planètes et comètes périodiques. On s'y trompe d'ailleurs souvent : on a par exemple annoncé en 1920 qu'un astre depuis longtemps classé et catalogué comme comète, la comète 1908 *a* ou 1907 VI était en réalité une petite planète (1). Le fait s'est souvent reproduit depuis.

Cette analogie des petites planètes avec les comètes a été plusieurs fois signalée, notamment par Tisserand (2) : elle vaut la peine qu'on y insiste, car son importance peut être considérable.

4. Parentés d'éléments entre astéroïdes. — Dans un ordre d'idées analogue, nous verrons bientôt (3) que certaines comètes sont doubles ou triples, deux ou plusieurs comètes différentes suivant la même orbite à grande distance l'une de l'autre : l'exemple le plus connu en est fourni par les comètes de 1668, 1843, 1880 et 1882. De même il y a des couples d'astéroïdes dont les orbites sont sensiblement les mêmes.

(1) F. K. Zweck, *Astronomische Nachrichten*, t. 208, 1919, n° 4990, p. 345.

(2) *Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1891, p. B 15.

(3) Voir p. 432.

Tel est, entre autres, le cas de (37) Fides et de (66) Maïa (1) :

(37) Fides : $a = 2{,}644$; $e = 0{,}176$; $\Omega = 8°21'$; $i = 3°7'$; $\varpi = 66°26'$

(66) Maïa : 2,645 0,175 8°17′ 3°6′ 48°8′

Les orbites ne diffèrent que par l'orientation du grand axe ; comme le calcul montre que leurs éléments ne varieront plus guère, il est à présumer que les deux petites planètes n'en formeront bientôt plus qu'une.

Le nombre des coïncidences analogues à la précédente est beaucoup plus élevé que ne le prévoit le Calcul des Probabilités et M. K. Hirayama (2) en a relevé de fort remarquables.

5. Dimensions des Petites Planètes. — Les diamètres des astéroïdes sont, étant donné leur petitesse, très difficiles à mesurer directement. Tous, sauf celui de Cérès, ont une valeur angulaire inférieure à 1″. On mesure celle-ci soit à la manière ordinaire, au micromètre (mais avec de très grands instruments, ainsi que l'a fait E. E. Barnard à Lick), soit au moyen du micromètre à double image, soit encore par les méthodes interférentielles (Ire Partie, Chap. VI). Mais jusqu'à présent on n'a guère pu appliquer ces divers procédés qu'à quatre astéroïdes, Cérès, Pallas, Vesta et Junon, pour lesquels Barnard a trouvé respectivement des diamètres de 780, 490, 390 et 190 kilomètres.

Ces chiffres permettent d'obtenir facilement l'albedo. On trouve ainsi que l'albedo de Cérès (3) est sensiblement 0,06 ($p = 0{,}15$) et celui de Vesta 0,26 ($p = 0{,}72$). Ainsi Vesta, d'ailleurs visiblement très éclatante, a un pouvoir réflecteur 4,8 fois supérieur à celui de Cérès : ceci ne peut, semble-t-il, provenir que d'une très grande différence de constitution géologique.

Pour les autres astéroïdes, le diamètre n'est pas connu

(1) Tisserand, *Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1891, p. B. 17.
(2) *Scientia*, t. XXXI, 1922, p. 431.
(3) H. N. Russell, *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 190. — Voir plus haut, p. 317.

directement. On est en droit de supposer qu'ils ne diffèrent guère de Mars sous le rapport de l'albedo. M. J. Bauschinger a trouvé ainsi qu'un astéroïde de grandeur comprise entre 8,0 et 8,9 devait avoir un diamètre de 232 kilomètres et un de 16e grandeur un diamètre de 10 kilomètres, soit 300 fois plus petit que la Lune (1). Les plus petits astéroïdes observables ne dépassent probablement pas 5 kilomètres.

Les masses de ces petits corps sont trop faibles pour être mesurables. Il est vraisemblable que leurs densités n'excèdent pas celle de Mars. La gravité doit être si réduite sur les plus petits qu'une simple pierre lancée à la main, avec la force normale d'un homme, ne doit pas retomber.

Autour d'astres aussi minuscules, il ne semble pas qu'aucune atmosphère puisse subsister : les vitesses d'agitation des molécules auraient vite fait d'amener sa disparition.

6. Variations d'éclat. — Depuis longtemps on soupçonnait les petites planètes de changements d'éclat irréguliers. Ces fluctuations sont de deux espèces. Les unes, étudiées à Potsdam par G. Müller (2), sont lentes : elles dépendent de la phase, avec un coefficient de proportionnalité variant du simple au double suivant les cas. Ceci prouve seulement que les astéroïdes n'ont pas sur toute leur surface un éclat uniforme, et que tous, ce qu'on savait déjà, n'ont pas la même constitution superficielle.

Mais la petite planète (433) Eros nous a révélé en 1901 une autre catégorie de variations. Cette planète était alors très étudiée à cause de l'intérêt de premier ordre qu'elle offrait pour la détermination de la parallaxe du Soleil. Entre le mois de février 1901 et le 29 mars, son éclat parut varier périodiquement avec une période de 2 h. 38 m. et une amplitude d'un peu plus d'une grandeur, aux environs de la grandeur 11,5. A ce moment l'éclat était 3 fois plus fort au maximum qu'au minimum. En avril les fluctuations diminuèrent progressivement d'amplitude et le 20 l'éclat était redevenu constant.

(1) Ch. André, Ouvrage cité, p. 86.
(2) *Astronomische Nachrichten*, t. 114, 1886, no 2724, p. 177.

L'explication de cet étrange phénomène est encore en suspens (1). Peut-être s'agit il d'un corps anguleux en rotation ; mais alors le caractère temporaire de la variation ne se comprend guère. On a parlé aussi d'un astéroïde double, tel que le système à éclipses d'Algol : nous n'observerions de fluctuations que lorsque la Terre se trouve dans le plan orbital du satellite (2). Cette hypothèse demande, bien entendu, à être confirmée : elle tire une certaine vraisemblance des similitudes d'orbites entre astéroïdes, similitudes qui doivent sans doute amener la formation de systèmes du genre supposé.

A la suite de la découverte de cette variabilité fugitive d'Eros, on a cru observer des variations d'éclat chez d'autres astéroïdes : ces variations sont en général très faibles et même assez douteuses.

7. Nombre total des astéroïdes. — On découvre tous les ans de nouvelles petites planètes : en reste-t-il beaucoup à découvrir ? Cela revient à évaluer, d'après l'allure des découvertes déjà faites depuis un siècle, le nombre total des astéroïdes.

Pour y parvenir, M. P. Stroobant (3) a, en 1917, réparti les 807 astéroïdes alors connus dans un tableau à double entrée, suivant les grandeurs moyennes (4) d'une part et de l'autre suivant les dates de découverte, c'est-à-dire suivant les numéros. Ainsi, parmi les astéroïdes de 10e grandeur (soit de grandeur comprise entre 10,0 et 10,9), on en compte 71 dans les 200 premières découvertes ou numérotés de 0 à 200, 12 numérotés de 201 à 400, 8 numérotés de 401 à 602 et 5 de 603 à 807. La marche de ces nombres (fig. 123) permet d'apprécier assez exactement le nombre probable d'astéroïdes qu'il reste à découvrir pour les premières classes de gran-

(1) Sur toute cette question, voir : André, ouvrage cité, p. 90.

(2) F. R. Moulton, *Introduction to Astronomy*, New-York, Macmillan, éd. de 1914, p. 261.

(3) La Constitution de l'Anneau des Petites Planètes, 2e mémoire, 1917, p. 18 (Extrait des *Annales de l'Observatoire Royal de Belgique*, nouvelle série, *Annales astronomiques*, t. XIV, publié à Bruxelles).

(4) Ramenées (pour l'homogénéité) à ce qu'elles seraient à la distance 2,75 du Soleil et 1,75 de la Terre.

deurs : il suffit pour cela d'une construction graphique qui revient à extrapoler au delà de 807 et à prolonger le décompte après la date où il a été dressé. On peut alors, en ajoutant simplement les chiffres qu'on vient de trouver à ceux de la statistique directe, savoir combien il doit y avoir de petites planètes de 10e grandeur, combien de 11e, de 12e etc. M. Stroobant trouve ainsi qu'il ne reste plus guère à découvrir d'astéroïdes plus brillants que la 11e grandeur et que *le nombre total des astéroïdes de chaque grandeur est double de ceux de la précédente.*

Il y a donc là une progression géométrique, de raison 2,

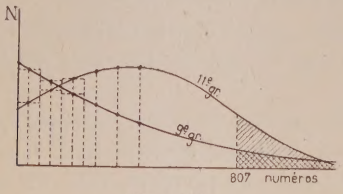


Fig. 123

qui permet d'estimer à 100.000 en chiffres ronds le nombre des astéroïdes plus brillants que la 20e grandeur (1). Par une autre méthode, du même genre mais tout à fait indépendante, M. Stroobant avait trouvé déjà 57.000. Les deux nombres ne diffèrent pas tant, étant donné le peu de précision de semblables évaluations, qu'on doive les regarder comme vraiment discordants.

On voit combien, dans toute cette région de l'anneau des petites planètes, la matière cosmique est divisée : nous avons affaire ici à une véritable poussière d'astres.

8. Masse totale de l'anneau des astéroïdes. — Le Verrier a montré autrefois, en se fondant sur le mouvement du périhélie de Mars, que la quantité de matière planétaire située entre Mars et Jupiter ne pouvait excéder le 1/4 de la masse terrestre. Un calcul postérieur de G. Ravené (1896) aboutit à

(1) P. Stroobant, Mémoire cité de 1917, p. 19.

une limite supérieure plus faible encore, 1/115e de la masse terrestre (1).

M. P. Stroobant (2) a repris ces évaluations par une autre voie en s'appuyant sur ce que, d'une grandeur à la suivante, le nombre des astéroïdes va en doublant. Or, si les albedos sont supposés tous les mêmes, les rayons varient d'une grandeur à l'autre dans le rapport $\sqrt{2,5}$ ou 1,58 à 1 et les volumes dans le rapport de 4 à 1. Le volume de *tous* les astéroïdes d'une même grandeur décroît donc d'une grandeur à la suivante dans le rapport de 2 à 1. Le volume total de tous les astéroïdes, à partir de la 10e grandeur par exemple, est donc représenté par la somme de la série $1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{4} + \ldots$ ou 2. Il n'y a donc, pour avoir le volume de tous les astéroïdes de 11e grandeur et plus faibles, qu'à doubler le volume de ceux de 10e.

En tenant compte des premières petites planètes, plus grosses et mieux étudiées, M. Stroobant trouve un volume total 0,00094 de celui de la Terre, soit, en admettant une densité moyenne 3,3 (celle de la Lune) qui ne doit pas être loin de la vérité, une masse totale 0,000569 de celle de la Terre ou 1/586.000.000 de la masse solaire.

Ainsi toutes les petites planètes réunies ne surpassent pas *le centième de la masse de Mercure*, la plus petite des grosses planètes.

9. Statistique des petites planètes — Le nombre déjà grand des astéroïdes que l'on connaît permet de déduire de leur statistique d'importantes indications. Tout de suite, l'influence perturbatrice de Jupiter apparaît prédominante.

Ainsi les périhélies sont très visiblement groupés autour de celui de Jupiter (fig. 124). Newcomb avait d'ailleurs montré dès 1862 (3) que tel devait être l'effet des pertubations séculaires dues à Jupiter. Les excentricités manifestent une pré-

(1) C. A. Young, *General Astronomy*, New-York, Ginn et Co, 1904, p. 371. — Et *Astronomische Nachrichten*, t. 140, 1896, no 3359, p. 355.
(2) Mémoire cité de 1917, p. 21.
(3) *Astronomische Nachrichten*, t. 58, 1862, no 1382, p. 209.

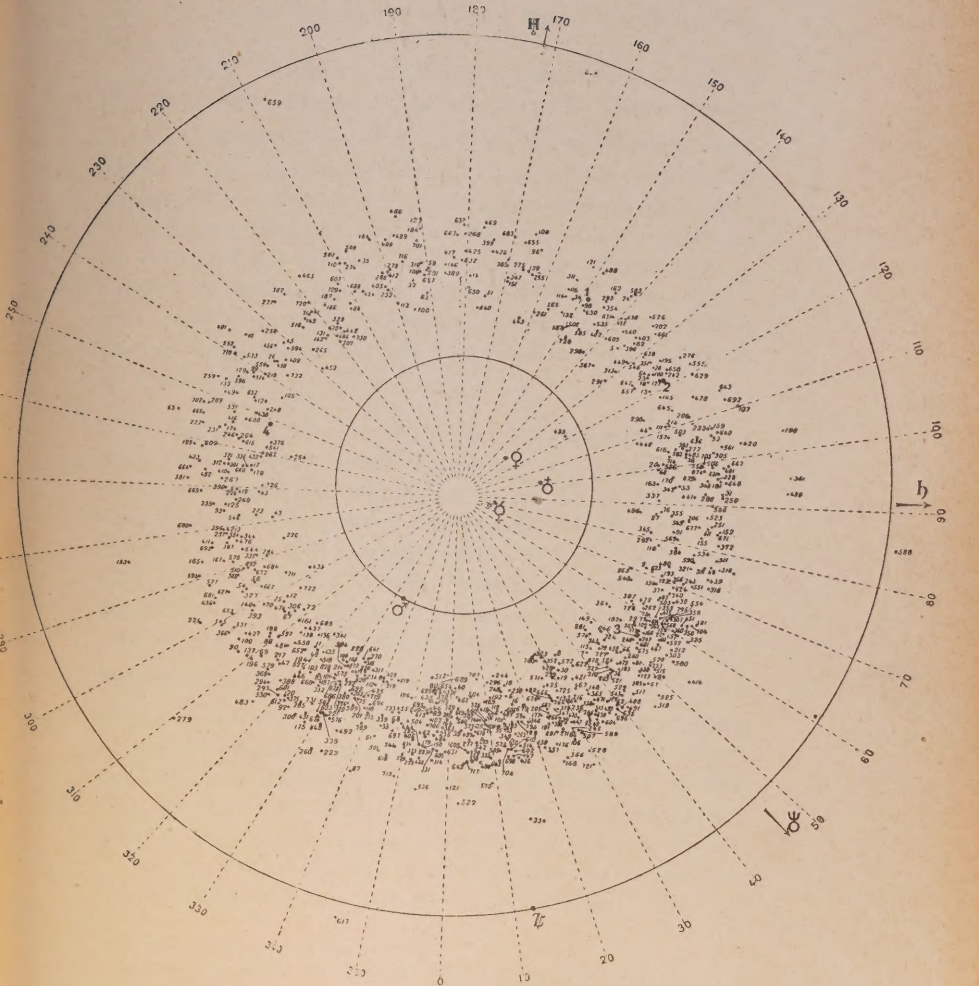


Fig. 124. — Influence de Jupiter sur la distribution des Périhélies des Astéroïdes, d'après C. Flammarion (♃ périhélie de Jupiter).

férence de même nature : les petites planètes dont le périhélie est voisin de celui de Jupiter en ont de plus fortes que les autres (1).

Une autre vérification de la théorie concerne les astéroïdes du groupe « Troyen » : Achille, Patrocle, Nestor, Priam et (911). Lagrange avait démontré en 1772 qu'un astre animé d'une vitesse convenable et formant un triangle équilatéral avec le Soleil et Jupiter conserve toujours cette particularité : on se trouve dans un cas de solution périodique rigoureuse du Problème des 3 Corps. Ce cas, le groupe Troyen nous le montre réalisé : la longitude de ces petites planètes est toujours voisine de celle de Jupiter plus ou moins 60°, tandis que leur moyenne distance au Soleil diffère très peu de celle de Jupiter (2).

10. Les « lacunes ». — La répartition des astéroïdes par moyennes distances révèle également une anomalie bien curieuse. Construisons un diagramme figurant le nombre des petites planètes de moyens mouvements compris entre 800″ et 810″ par jour (par exemple) puis entre 810″ et 820″, entre 820″ et 830″ etc... On constate alors que (Pl. XX), dans la région du Système Solaire où la distance moyenne à l'astre central est telle que le moyen mouvement soit en rapport simple (mettons une fois et demie, deux fois, $\frac{4}{3}$ de fois, 3 fois ...) avec celui de Jupiter, il existe de véritables lacunes où il y a très peu, et souvent pas du tout, d'astéroïdes. Depuis que cette anomalie a été remarquée par Kirkwood en 1866 (il y est revenu en 1876) (3), les découvertes photographiques, de plus en plus nombreuses, n'ont fait que la confirmer.

On a d'abord cru trouver la cause directe des lacunes dans les perturbations dues à Jupiter et les « petits diviseurs »

(1) Stroobant, *loc. cit.*, p. 22.

(2) Tous les astéroïdes ayant des distances moyennes aussi fortes ne sont cependant pas dans le cas de Lagrange : ainsi (944) Hidalgo, que nous avons déjà cité, a pour éléments $a = 5{,}717$, $e = 0{,}653$, $i = 43°4'$: il avoisine au périhélie l'orbite de Mars et à l'aphélie celle de Saturne.

(3) *Annual Report of the Smithsonian Institution*, 1876, p. 358 et D. Kirkwood, *The Asteroïds*, Philadelphie, 1887, p. 42.

ont paru tout expliquer. Voici en quelques mots le principe de cette interprétation.

Dans le mouvement d'un petit corps troublé par Jupiter, les variations d'un élément quelconque a, sont données par des équations de la forme (1) :

$$\frac{da}{dt} = \sum_{ij} A_{ij} \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} (k_i n + k_j n')t$$

où n est le moyen mouvement de Jupiter, n' celui de l'astéroïde, k_i et k_j des nombres entiers positifs, négatifs ou nuls. On tire de là :

$$a = a_0 \mp \sum \frac{A_{ij}}{k_i n + k_j n'} \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} (k_i n + k_j n')t$$

et de même pour les autres éléments.

Les moyens mouvements n et n' ne sont pas en général commensurables (2) ; $k_i n + k_j n'$ (le « petit diviseur ») ne devient donc très faible que pour des termes éloignés de la série, correspondant à de grandes valeurs de k_i, k_j et dont le coefficient A est lui-même très faible (3). L'élément étudié a ne devient donc jamais très grand et de plus reprend sa valeur initiale au bout d'un temps $\frac{2\pi}{k_i n + k_j n'}$ assez petit.

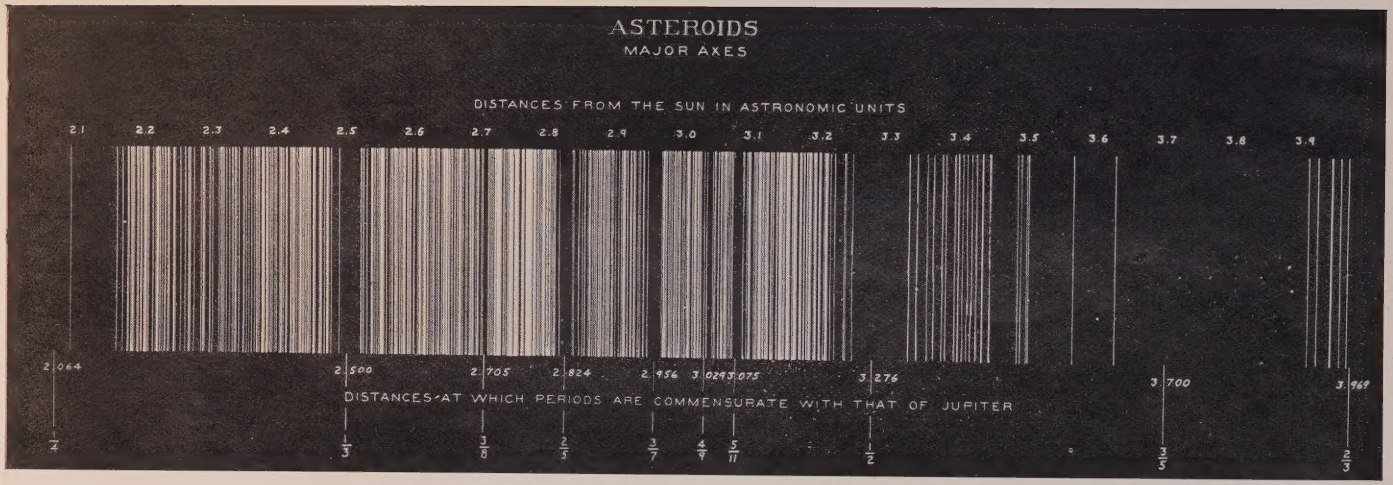
Il n'en va pas de même si n et n' sont voisins d'un rapport simple. Le diviseur $k_i n + k_j n'$ peut alors être très petit pour de faibles valeurs numériques de k_i et k_j et l'élément a peut devenir énorme. La petite planète s'éloigne donc de la région où elle circulait primitivement, et cela pour longtemps — puisque $\frac{2\pi}{k_i n + k_j n'}$ est très grand.

Cette conclusion semble intuitive si l'on songe que, quand n et n' sont en rapport simple, Jupiter et l'astéroïde reprennent fréquemment les mêmes positions relatives et les per-

(1) Ce sont les équations de la théorie classique des perturbations.

(2) C'est-à-dire que si l'on cherche des nombres *entiers* qui leur soient à peu près proportionnels, ces nombres sont excessivement grands.

(3) Car dans les développements en série trigonométrique, les coefficients tels que A décroissent en raison inverse du rang des termes considérés, au moins comme ordre de grandeur.



Graphique de Percival Lowell figurant les moyennes distances des Astéroïdes.

En bas sont indiquées les fractions correspondant au rapport des moyens mouvements de Jupiter et de l'astéroïde.

turbations s'accumulent. — Mais d'illustres mathématiciens (Gauss, Newcomb (1) entre autres) ont voulu approfondir la rigueur de ces déductions et ils ont réussi à établir que, même dans le cas où les moyens mouvements sont presque en rapport simple, la petite planète finit en général par revenir près de sa position primitive (après s'en être, il est vrai, fortement écartée) et au bout d'un temps qui peut être très long. Et l'on considère généralement (2) que cette découverte remet en question l'explication que l'on croyait tenir.

Il se pourrait cependant que celle-ci fût valable. D'abord le seul fait qu'un astre occupant une position lacunaire y éprouve de grandes et *durables* perturbations tendant à l'en écarter, suffit à justifier ce qu'on observe. Mais ce n'est pas tout. La petite planète vagabonde reviendrait sans doute à sa place si elle circulait seule dans un désert. Telle n'est pas la réalité : c'est au milieu de ses congénères — de celles qu'on voit et de celles qu'on ne voit pas — qu'elle erre ainsi hors de sa route. Ses chances de choc sont alors très accrues par l'irrégularité de sa course (3) et il est probable qu'elle finit à la longue par s'agglomérer avec une autre — ce qui la retire de la circulation.

On s'expliquerait ainsi pourquoi, comme l'a constaté M. Jean Mascart, il y a plus de petites planètes au voisinage d'une lacune *et de part et d'autre* de celle-ci qu'au milieu de l'intervalle séparant deux lacunes consécutives (4), et aussi le fait que les astéroïdes faibles sont relativement moins nombreux dans les zones les plus riches (5).

(1) *Astronomical Journal*, t. XX, 1900, n° 447, p. 165.

(2) De la stabilité (au sens mathématique) de l'équilibre, Tisserand conclut que « vraisemblablement, si les lacunes n'avaient pas existé dès l'origine, les perturbations ultérieures de Jupiter n'auraient pas suffi à les produire » (*Annuaire des Longitudes*, 1891, p. B. 15).

(3) Dans une foule circulant dans le même sens, un homme qui marche irrégulièrement a plus de chances que les autres de heurter ses voisins.

(4) Jean Mascart, La question des Petites Planètes, Paris, p. 19. Publié dans les *Annales de l'Observatoire de Paris*.

(5) Jean Mascart, *Annales de l'Observation de Paris*, t. XXIII, A, 1897, p. F 1. — Voir aussi P. Stroobant, Ouvrage cité, 1re partie, 1907, p. 21 (Extrait des *Annales de l'Observatoire royal de Belgique*, Nouvelle série, *Ann. astron.*, t. IX).

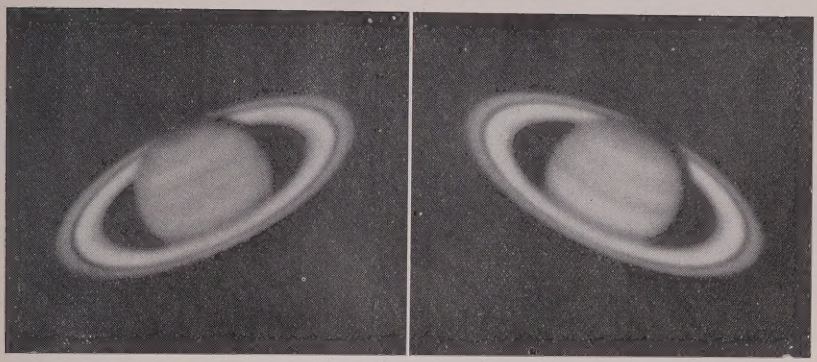
11. Origine des astéroïdes. — La découverte d'un anneau d'innombrables petites planètes dans une région ou l'on n'en imaginait qu'une seule a naturellement beaucoup surpris. La première interprétation qui ait été donnée du fait est celle d'Olbers, d'après laquelle les astéroïdes seraient les débris d'une ancienne planète détruite.

L'hypothèse d'une planète *unique* ayant éclaté d'un seul coup est insoutenable : les morceaux devraient parcourir des orbites se coupant au point d'éclatement. Or, s'il en est ainsi pour Cérès et Pallas dont les trajectoires sont presque sécantes, ce n'est pas du tout le cas pour des centaines d'astéroïdes dont beaucoup ont des orbites n'en rencontrant aucune autre. On s'est demandé si les perturbations de Jupiter n'avaient pas pu effacer avec le temps ce caractère et la question a été soumise au calcul : la réponse est négative, la condition visée n'a jamais pu être remplie (1). — De plus, vu la petitesse de la masse totale (à peine le 1/20e de la Lune), il est difficile de se représenter des forces internes assez puissantes pour provoquer une pareille explosion. Une série d'explosions successives aggraverait encore l'objection, mais atténuerait beaucoup celle de tout à l'heure et la théorie d'Olbers, sous cette forme, a encore des partisans (2). — Les Comètes, au surplus — véritables essaims de pierres — se désagrègent sans explosions et la découverte de groupes d'astéroïdes ayant jadis suivi la même orbite n'implique nullement l'éclatement d'un astre unique.

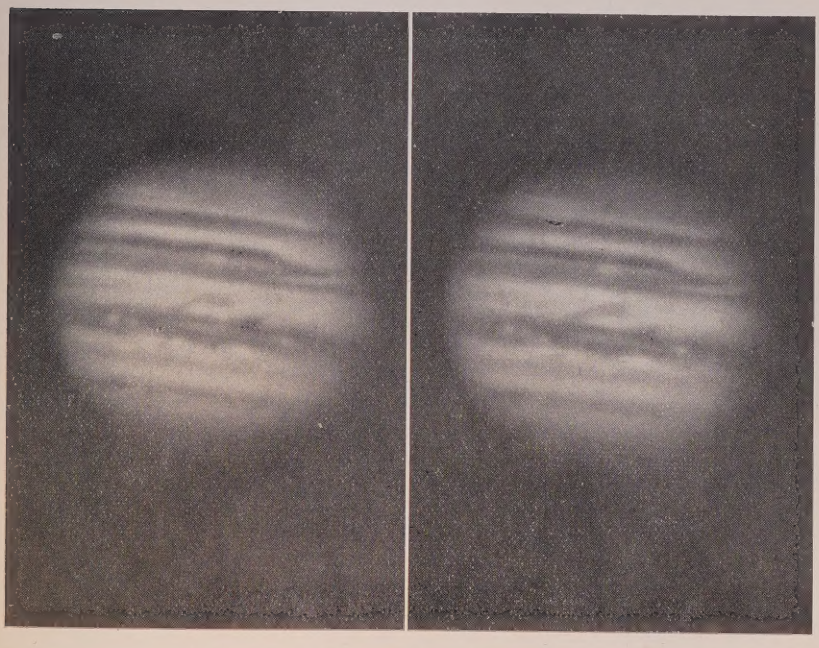
On a aussi songé à une planète qui n'aurait pas encore pu se former et qui, si elle doit jamais s'agglomérer, serait en tout cas bien insignifiante. Cette seconde hypothèse, par son côté vague, offre bien des échappatoires qui la rendent difficile à réfuter : peut-être la planète supposée ne se formera-t-elle jamais, peut-être y en aura-t-il au contraire plusieurs, peut-être l'agglomération se fera-t-elle sur Jupiter.... Le difficile est de préciser ; mais c'est dans cette direction que la vérité a probablement le plus de chances, d'une manière ou d'une autre, de se rencontrer.

(1) Tisserand, *loc. cit.*, p. 6.

(2) Notamment M. K. Hirayama, *loc. cit.* — Voir là-dessus : P. Stroobant, *Bulletin de la Société Belge d'Astronomie*, 1927, p. 148.



Photographies de Saturne (E. C. Slipher).
(Cliché de l'Observatoire Lowell).



Photographies de Jupiter (E. C. Slipher)
(Cliché de l'Observatoire Lowell).

La « Tache rouge » apparaît au bord droit du disque.

B. — *Jupiter*

1. Données générales. — Jupiter est de beaucoup celle des planètes dont l'influence prédomine dans tout le Système Solaire. Sa distance au Soleil est de 5,203 unités astronomiques et sa période de révolution de 11 ans 86. Il décrit une orbite presque circulaire, d'excentricité 0,048, peu inclinée sur l'écliptique (de 1°19′) et coïncidant presque avec le plan invariable du maximum des aires (1). Le diamètre de Jupiter vaut 10,92 fois celui de la Terre, à l'équateur du moins, car la planète a un aplatissement très visible de 1/17e. Sa masse, 317,7 fois supérieure à celle de notre globe, est le 1/1047,4 de la masse solaire. La densité de Jupiter est — chose très remarquable — presque égale à celle du Soleil : 1,32 pour Jupiter, 1,39 pour le Soleil. Enfin la gravité jovienne vaut 2,64 fois la nôtre.

Jupiter possède 9 satellites, dont 5 étaient encore inconnus il y a 40 ans et sur lesquels nous reviendrons bientôt. Par les configurations variées de ses 4 plus beaux satellites, par son grand diamètre apparent qui peut atteindre 50″ et par la facilité d'observation de ses détails, Jupiter est sans contredit l'un des objets célestes les plus intéressants qui soient (Pl. XXI et Pl. XXIII).

2. Rotation. — L'étude de la rotation par exemple est aussi aisée que curieuse. Jupiter tourne sur lui-même en 9 h. 55 m. environ, ainsi qu'on s'en rend compte rien qu'en observant le retour d'un détail du disque. Mais cette durée de rotation n'est pas constante du pôle à l'équateur : elle varie de 9 h. 57 m. dans les hautes latitudes à 9 h. 50 m. dans les basses (2). Ainsi Jupiter ne tourne pas sur lui-même comme le ferait un corps solide et la région équatoriale a, par rapport au reste de la planète, un mouvement accéléré. C'est

(1) L'orbite de Jupiter est inclinée de 0°19′54″ sur le plan invariable (C. V. L. Charlier, *Die Mechanik des Himmels*, Leipzig, Veit, 1902, t. I, p. 439).

(2) E. E. Barnard l'a même trouvée variable de l'hémisphère Nord à l'hémisphère Sud (Moulton, ouvrage cité un peu plus bas, p. 293).

une particularité que manifeste également le Soleil (1), auquel Jupiter ressemble déjà par sa faible densité et par d'autres traits encore. Mais dans le cas du Soleil le phénomène est plus accentué : la période, de 25 jours à l'équateur, passe à 30 jours aux pôles. Malgré la différence d'amplitude, cette accélération équatoriale (que Saturne, nous le verrons, présente aussi) est fort significative : elle prouve que Jupiter n'est sûrement pas à l'état solide, ce que sa densité laissait déjà présumer. Il est très probablement à l'état gazeux. La cause de l'anomalie doit être la même pour le Soleil et pour les deux grosses planètes : on ne la connaît pas avec certitude. Il se pourrait que ce fût un vestige des conditions originelles de la formation du système planétaire (2) ; les astronomes d'aujourd'hui seraient plutôt portés à y voir la conséquence de chocs de corpuscules (3) ou de petits astres circulant autour de la planète comme autant de satellites, de même que des nuées de petits corps de ce genre gravitent très probablement dans le voisinage du Soleil où ils constituent la Lumière Zodiacale.

La rapidité de la rotation jovienne permet au spectroscope de la mettre aisément en évidence. En opérant photographiquement et en juxtaposant deux poses successives répondant aux deux bords Est et Ouest, on n'a qu'à mesurer la différence de longueur d'onde de deux raies correspondantes pour en déduire la vitesse linéaire et partant (le rayon étant supposé connu) la période.

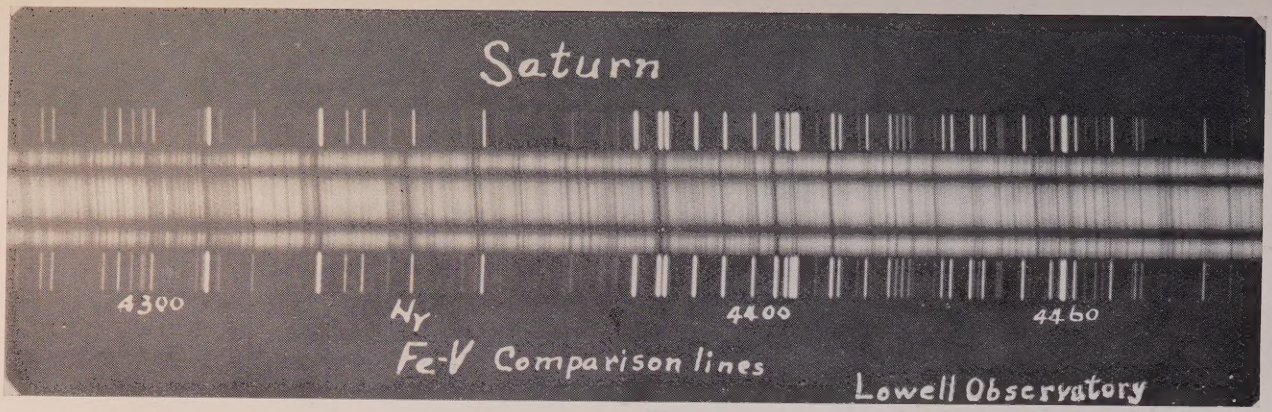
Il y a une méthode plus élégante. Elle consiste à mettre la fente du spectroscope le long de l'équateur de l'astre : le spectre aura une largeur correspondant à son diamètre apparent et les raies, qui sont des lignes droites (4), seront incli-

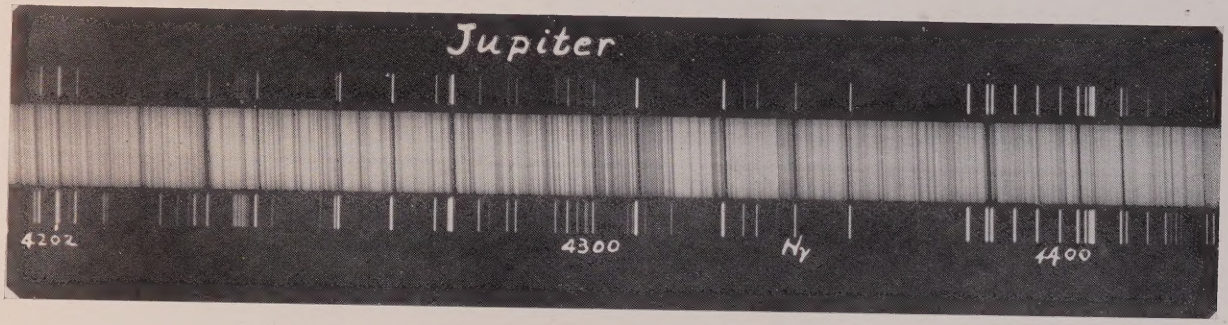
(1) C'est la célèbre loi de Carrington (voir p. 127).

(2) Voir p. 254.

(3) F. R. Moulton, *Introduction to Astronomy*, New-York, Macmillan, 1917, p. 293.

(4) Cela résulte de ce que la vitesse *radiale* d'un point d'un corps en rotation est proportionnelle à la distance *apparente* du point considéré à l'axe de rotation (ainsi qu'on le démontre sans peine). — Pour plus de détails, voir plus loin, p. 393.





Application de la « Méthode de l'Inclinaison des raies » à Jupiter et à Saturne
(Clichés de l'Observatoire Lowell).

nées d'un certain angle par rapport à celles que donnerait un spectre de comparaison terrestre (fig. 130, Chap. V). La valeur de l'inclinaison fournit aussitôt la vitesse *angulaire* de rotation. Telle est la « *méthode de l'inclinaison des raies* ». Appliquée à Jupiter par M. Deslandres (1), elle a eu un plein succès et a donné la vitesse attendue (Pl. XXII).

L'axe de rotation de Jupiter n'est incliné que de 3°5′ sur le plan orbital : comme de plus l'orbite est presque circulaire, les saisons ne se manifestent pour ainsi dire pas sur cette planète.

3. Atmosphère. — Le seul aspect de Jupiter donne à penser que sa surface est entièrement couverte de nuages. La valeur élevée de l'albedo 0,56 ($p = 0{,}56$) (2), voisin de celui des nuages et très supérieur à celui des planètes dont on voit le sol, confirme cette impression. Jupiter a donc sûrement une atmosphère.

D'autres arguments le montrent également. 1° L'énormité de la planète lui permet de retenir très énergiquement les molécules gazeuses. On peut même chercher une limite de la pression atmosphérique jovienne. Supposons, comme on l'a fait pour Mars (3), que les planètes aient des atmosphères proportionnées à leurs masses. Cette hypothèse n'a guère de chances d'être exacte ; mais elle donne des chiffres intéressants, les fortes masses retenant davantage les gaz qu'elle ne l'indique. Or la pression à la surface de Jupiter serait, dans ces conditions, 7,06 atm., et ce chiffre, à une altitude de 2,1 km., diminuerait de moitié (ce qui, sur la Terre, n'a lieu qu'à 5,3 km.). L'atmosphère jovienne, plus dense que la nôtre, est donc très vraisemblablement moins haute en proportion, conséquence directe de la puissance attractive de la planète. 2° Les occultations d'étoiles par Jupiter sont loin d'être instantanées. 3° Les bords de la planète sont

(1) *Comptes rendus*, t. 120, 1895, pp. 417 et 1155.

(2) H. N. Russell, *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 190. — On admet que Jupiter suit, au point de vue de la diffusion, la loi de Lambert.

(3) Voir plus haut, p. 348.

obscurcis par rapport au centre du disque, surtout sur les photographies. C'est là un phénomène que nous montre aussi le Soleil (1) et qui est une nouvelle preuve de l'existence d'une atmosphère.

Le spectroscope vient corroborer ces informations.

4. Spectre de Jupiter. — Le spectre de Jupiter (Pl. XXV) diffère profondément de ceux si insignifiants des planètes moins éloignées du Soleil : il nous montre toute une série de bandes d'absorption, qui vont d'ailleurs s'accentuant dans les spectres des planètes plus lointaines.

Les travaux les plus connus sur ce sujet sont ceux de H. C. Vogel (2) : ils ont été repris en 1907 à Flagstaff par M. V. M. Slipher (3) qui a employé la photographie et des plaques orthochromatisées à l'aide d'un mélange de pinacyanol, de pinaverdol et de dicyanine. Les bandes observées qui diffèrent de celles du spectre lunaire pris à la même altitude sont les suivantes, dont l'origine est encore assez mystérieuse :

λ 730μμ-724μμ	[1](4)	La plus forte	H^2O ?
722-717	[2]		H^2O ?
706-700	[4]		H^2O ?
695,5	[7]		H^2O ?
649μμ	[6]	Estompée vers le bleu	?
618	[3]	Large de 614μμ à 622μμ	?
543	[5]	Estompée vers le bleu	?
458,5	[8]	Étroite	?

La plus remarquable de ces bandes est λ 618 : large de 100 Å, elle ne correspond à aucun corps terrestre connu et se retrouve chez les autres grosses planètes. — On a cru pendant quelques années (et beaucoup croient encore) que les

(1) Voir p. 230.

(2) Cités à propos des spectres des autres planètes.

(3) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 23, 1909, p. 225.

(4) Les chiffres entre parenthèses correspondent au classement des bandes par intensité.

4 premières bandes ci-dessus établissaient la présence de la vapeur d'eau dans l'atmosphère jovienne. Il est cependant un peu surprenant que les bandes telluriques de la vapeur d'eau, de longueur d'onde inférieure à λ 650$\mu\mu$, ne soient pas renforcées dans le spectre de Jupiter qui, au surplus, dans le bleu, le violet et l'ultra-violet, ne se distingue pas du spectre solaire : il se peut donc que les bandes rouges de Jupiter ne proviennent pas de la vapeur d'eau.

L'absorption semble plus intense dans la zone équatoriale. M. G. Millochau (1) a trouvé en 1904 que, dans cette région, les bandes étaient plus fortes tandis que le spectre s'y étendait moins loin dans l'ultra-violet : ceci s'expliquerait en admettant qu'à l'équateur nous pénétrons plus avant dans l'atmosphère de Jupiter et qu'ailleurs les nuages interviennent davantage. — Le spectre de Jupiter ne serait du reste, d'après Vogel, pas invariable et ses fluctuations auraient même période que celles des bandes de la planète.

5. Température. — On admet généralement que la température de Jupiter est fort élevée ; mais il n'est pas facile d'en avoir une idée précise. D'après les mesures de M. W. W. Coblentz (2), la planète ne nous envoie pratiquement pas plus d'énergie de grande longueur d'onde que le Soleil : peut-être son rayonnement propre ne nous parvient-il pas ; peut-être est-il arrêté par l'épaisse atmosphère qui l'entoure.

Des calculs qui supposeraient Jupiter pourvu d'une atmosphère pareille à la nôtre donneraient des chiffres très bas. La planète ne reçoit en effet, à surface égale, que les 0,037 de la chaleur que le Soleil rayonne vers nous et ceci conduirait à une température moyenne de — 136° C., chiffre qu'appuient les calculs récents de M. Menzel (3).

Mais ce nombre n'a sûrement rien de commun avec la réalité. D'abord l'atmosphère intervient fortement et un puissant « effet de serre » ne peut manquer de se produire. De plus

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. 138, 1904, p. 1477.
(2) Voir plus haut, p. 92.
(3) Qui ont donné — 110° C. (p. 93).

Jupiter, avec sa faible densité, doit se contracter comme le Soleil le fait sans doute, d'après Helmholtz, et par suite s'échauffer. Il a donc une chaleur propre que corrobore la présence des vapeurs, des nuages et des points brillants qu'on y voit, indices d'une température assez élevée laquelle ne peut provenir que de la planète. La fréquence et la rapidité des changements d'aspect de la surface attestent aussi une puissante activité intérieure et plaident dans le même sens.

Cependant Jupiter n'est sans doute pas, comme on l'a dit, lumineux par lui-même. Les ombres des satellites, lors de leurs passages sur le disque, sont absolument noires et lorsqu'ils sont éclipsés, ces satellites sont tout à fait invisibles. — Les expériences de Nichols (1) au moyen de radiomètres aboutissent à la même conclusion.

6. Principaux caractères de la surface. — Les nuages qui recouvrent Jupiter font douter qu'on puisse nulle part apercevoir le sol de la planète.

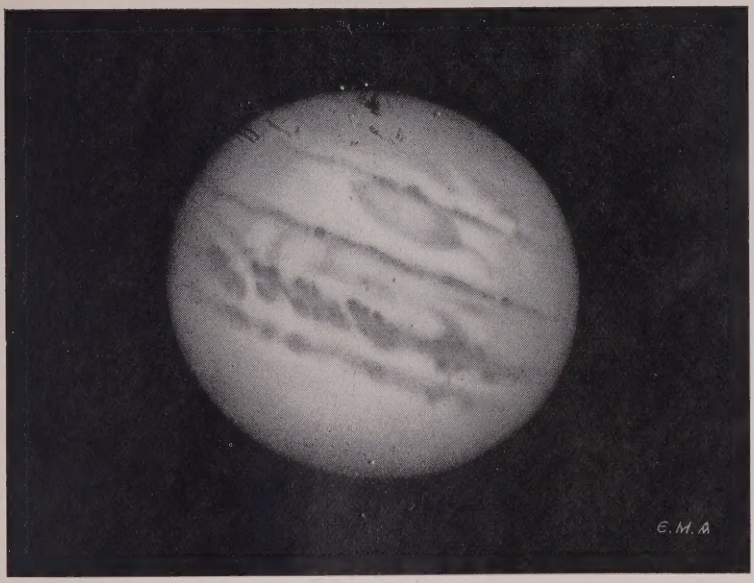
L'apparence stratifiée de cette dernière frappe aussitôt l'observateur. Les régions polaires sont presque toujours sombres et dépourvues de détails. La zone équatoriale est plus claire et, dans les latitudes moyennes, on remarque des bandes parallèles à l'équateur, d'un violet sombre tirant plus ou moins sur le bleu ou le rose et parsemées de taches ou de stries blanches. Parfois des sortes de ponts réunissent deux bandes contiguës.

On a remarqué que l'extension en latitude des bandes équatoriales, comme aussi leur aspect et leurs couleurs se reproduisent périodiquement au cours de la révolution (2) de Jupiter, c'est à dire tous les 11,86 ans. Ces constatations, vu leur caractère un peu vague, auraient besoin d'être confirmées par de très nombreuses observations : elles semblent pourtant bien établies.

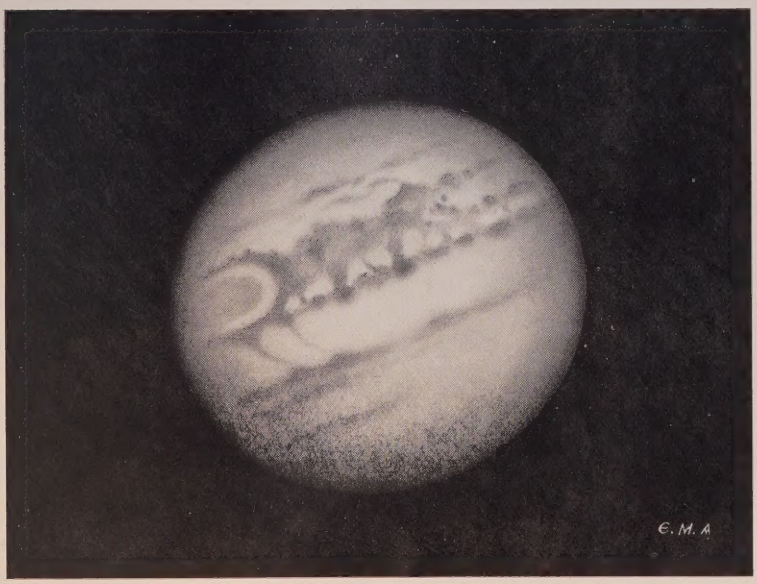
Tache Rouge (Pl. XXI et Pl. XXIII). — Il n'est pas

(1) *Astrophysical Journal*, t. XIII, 1901, p. 136.

(2) On dit souvent : au cours de la période des taches solaires qui est assez voisine comme durée. — Voir là-dessus Miss A. Clerke : *History of Astronomy during the XIXth century*, Londres, A. et C., Black, 1902, p. 297.



5 août 1926, à 23 h. 47 m. La « Tache rouge » passe au méridien central.



21 mai 1910, à 21 h. 51 m.
Cette figure montre la « Grande Perturbation Tropicale Sud ».

DESSINS DE JUPITER
exécutés à la Grande Lunette de 0 m. 83 de l'Observatoire de Meudon
par M. E. M. Antoniadi.

certain que cette grande tache ait toujours existé. Ovale, rose, longue d'environ 50.000 kilomètres et large de 11.000, elle se trouve vers 30º de latitude dans la bande équatoriale Sud. — Elle fut surtout remarquée en juillet 1878 ; mais elle avait déjà été vue auparavant, par Dawes en 1857 par exemple, et figure même sur des dessins de 1831 (1). Elle devint en 1879 de plus en plus rouge et depuis lors ne cesse d'intriguer les observateurs. Vers 1919 elle a beaucoup pâli (2).

La période de rotation de la « tache rouge » n'est pas celle qui correspond à la bande équatoriale où elle se trouve, mais elle est de 22 secondes plus longue. La tache se comporte en somme comme une « île dans une rivière », une île flottante même, car la période en question varie assez capricieusement avec le temps (3).

« *Perturbation* ». — C'est là encore une autre anomalie locale de la surface jovienne qu'il est assez difficile de définir : alors que les Anglais l'appellent la « Great South Tropical Disturbance », les Allemands l'ont baptisée le « Schleier » (le Voile). Elle a été décrite pour la première fois par P. B. Molesworth en février 1901 (4) ; c'est une sorte de tache sombre (Pl. XXIII) qui circule indépendamment à la fois de la bande équatoriale où elle apparaît et de la tache rouge de tout-à l'heure.

Cette formation a un moment disparu (5) ; on l'a revue depuis. — Parfois elle a rattrapé la tache rouge et semblé passer dessous ou de part et d'autre, notamment en janvier 1913 : elle a alors semblé communiquer à la tache rouge une accélération notable (6). — Jusqu'ici la « Perturbation » n'a, pas

(1) D'après les recherches de H. H Kritzinger concernant les anciens dessins de Jupiter (Newcomb-Engelmann, *Populäre Astronomie*, VIe éd., 1922, p. 401).

(2) W. F. Denning, *The Observatory*, t. XLII, 1919, p. 206.

(3) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 28, 1914, p. 417.

(4) La Perturbation avait été vue bien auparavant : Kritzinger (voir note ci-dessus) l'a retrouvée sur des dessins de 1840.

(5) En avril 1919. — Voir l'article de M. Denning cité ci-dessus.

(6) Voir l'article cité dans la note 3 ci-dessus (p. 420).

plus que la « Tache Rouge », reçu aucune explication bien satisfaisante.

Il se pourrait que tous ces phénomènes eussent des causes analogues à celles des taches du Soleil, elles-mêmes toujours assez mystérieuses.

Quoi qu'on puisse penser de ces interprétations, il n'y a point de doute que Jupiter ne soit un astre gazeux, vraisemblablement dans un état évolutif peu avancé. Ces conditions rendent très problématique l'existence *actuelle* de la vie sur cette planète.

C. — *Les Satellites de Jupiter.*

1. Généralités sur les Anciens Satellites. — Les Anciens Satellites de Jupiter sont ceux découverts par Galilée dès l'invention des lunettes et que l'on voit dans les petits instruments. On leur a donné les noms et numéros suivants : I (Io), II (Europe), III (Ganymède), IV (Callisto).

Leurs « phénomènes » sont bien connus ; ce sont les éclipses (passages dans le cône d'ombre de Jupiter), les passages (passages devant Jupiter) et les occultations (passages derrière Jupiter). Nous rappellerons seulement que les éclipses, indépendantes de la position de l'observateur à la surface de la Terre, ont servi aux XVII^e^ et XVIII^e^ siècles à déterminer l'heure locale et par elle la longitude. C'est aussi grâce à elles que Rœmer mit pour la première fois en évidence la vitesse de la lumière (1).

Une relation fort curieuse qui ne saurait être passée sous silence fut découverte par Laplace concernant les trois premiers satellites. Leurs périodes sont, dans l'ordre, proportionnelles aux nombres 1, 2 et 4 et leurs longitudes moyennes $\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3$ satisfont toujours à la relation $\lambda_1 + 2\lambda_3 - 3\lambda_2 = 180^\circ$. Cette relation est à rapprocher du fait que la Lune nous tourne toujours la même face. Elle n'est pas explicable par

(1) Nous avons vu comment les passages et les éclipses des satellites pouvaient servir à établir que Jupiter ne possède pas de luminosité propre sensible (Voir plus haut, p. 380).

le seul jeu des perturbations (il devrait y avoir en plus une oscillation périodique qu'on n'observe pas) et Laplace a dû recourir, pour l'interpréter, à une résistance du milieu environnant Jupiter, jointe à des conditions initiales approximativement favorables (1).

2. Diamètres apparents des satellites. — Les difficultés que présente la mesure de ces diamètres sont les mêmes que pour les astéroïdes : la grandeur à mesurer est si petite que le micromètre perd toute précision, tant pour ce seul motif qu'en raison de l'influence de la diffraction qui vient fausser les résultats. On n'y parvient qu'avec les très grands instruments, ceux de Lick, Yerkes, etc.

Le *micromètre à double image* (2) permet cependant de tourner un peu la difficulté. — Cet appareil consiste en un jeu de deux prismes bi-réfringents de Wollaston superposés, que l'on peut faire tourner l'un par rapport à l'autre et que l'on interpose entre l'œil et l'oculaire. Tout se passe comme dans l'expérience classique des spaths croisés. Si l'on examine à travers ce système un petit disque rond, l'image d'une planète par exemple, le premier prisme en donne 2 images, dédoublées chacune en 2 autres par le second prisme : on aperçoit donc en réalité 4 images en losange (fig. 125) ; en faisant varier l'angle des deux prismes, on peut amener en contact deux images opposées. L'angle des prismes, mesuré sur un cercle de position et qui est visiblement fonction du diamètre du disque, donne le diamètre apparent cherché. Pour étalonner l'instrument, c'est-à-dire pour trouver la relation de l'angle mesuré avec le diamètre apparent, il suffit de construire un graphique en mesurant au moyen de l'appareil les diamètres apparents de petits objets terrestres connus.

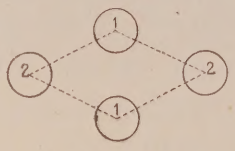


Fig. 125.

(1) H. Poincaré, *Leçons sur les Hypothèses Cosmogoniques*, p. 14.
(2) G. Bigourdan, *Comptes rendus de l'Academie des Sciences*, t. 123, 1896, p. 1048.

La méthode donne d'excellents résultats. Il en existe une autre plus complexe dont le champ d'application s'étend même aux étoiles ; c'est la méthode interférentielle de Michelson : on la trouvera exposée à la page 104 ; M. M. Hamy (1) s'en est servi dès 1898 au Grand Equatorial Coudé de Paris. Les résultats comparés des divers procédés sont reproduits dans le tableau ci-dessous :

Méthode	Observateur	Sat. I	Sat. II	Sat. III	Sat. IV
Micromètre (Lick).	E. E. Barnard (2)	1,05	0,85	1,51	1,43
Interférences (Paris)	M. Hamy	0,98	0,87	1,28	1,31
Micr. double image (id.)	P. Salet et J. Bosler (3)	0,98	0,91	1,43	1,33

Etant donné la difficulté de pareilles mesures, l'accord peut être considéré comme satisfaisant.

3. Caractères physiques. — Des chiffres précédents on peut déduire les diamètres vrais des satellites : ils sont de l'ordre de celui de la Lune ; leurs densités sont comprises entre le $\frac{1}{5}$ et le $\frac{1}{3}$ de celle de la Terre, c'est-à-dire comparables à la densité de Jupiter lui-même.

Les albedos (4) de ces petits astres sont par contre fort différents. Ce sont par ordre :

I 0,66, II 0,76, III 0,45, IV 0,16.

On voit que seuls les deux premiers sont sous ce rapport analogues à Jupiter ; le dernier se rapprocherait plutôt des planètes à atmosphère insignifiante telles que Mercure, Mars et la Lune.

Les surfaces des satellites montrent dans les grands instruments des détails observables (5) : le I^{er} a des bandes

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. 127, 1898, p. 851 et t. 128, 1899, p. 583, et *Bulletin Astronomique*, t. X, 1893, p. 489 ; t. XI, 1894, p. 48 ; t. XVI, 1899, p. 257.

(2) *Astronomische Nachrichten*, t. 157, 1902, n° 3760, p. 261.

(3) *Bulletin Astronomique*, t. XXIII, 1906, p. 325.

(4) D'après M. H. N. Russell (mémoire cité à propos des albedos de Jupiter, Mars etc.). — On admet que les satellites de Jupiter suivent la loi de Lambert.

(5) Ch. André, *Les Planètes et leur Origine* (déjà cité), pp. 188 à 195.

équatoriales rappelant celles de Jupiter, le III^e^ et le IV^e^ des calottes polaires blanches et une tache curieuse a même été remarquée sur le III^e^ lors d'un passage sur le disque de la planète.

M. P. Guthnick a étudié, avec son photomètre, la luminosité des satellites : il a reconnu, surtout sur les deux premiers, des fluctuations dont la période coïncide avec celle de la révolution orbitale (1). Si celles-ci sont dues, comme c'est assez probable, aux taches plus ou moins foncées de la surface, la durée de rotation des satellites de Jupiter est égale à leur période de révolution et leur ressemblance avec la Lune se précise singulièrement.

4. Nouveaux Satellites. — Durant près de trois siècles, les quatre satellites qui précèdent furent les seuls qu'on connût à Jupiter. E. E. Barnard en découvrit en 1892 à Lick un V^e^, tout près de la planète et fort petit, car il n'a guère plus de 50 kilomètres de diamètre (13^e^ grandeur).

Quelques années plus tard, M. C. D. Perrine photographiait, à Lick également, deux nouveaux satellites, le VI^e^ en 1904 et le VII^e^ en 1905. Ceux-là sont au contraire très éloignés — 6 fois plus que le IV^e^ environ — et jumeaux, c'est-à-dire que leurs orbites sont très analogues. Mais, comme dimensions, ils se rapprochent du V^e^ et n'ont que 160 et 50 kilomètres de diamètre respectivement (14^e^ et 16^e^ grandeur).

Tous ces satellites effectuent leur révolution dans le sens direct, ainsi du reste que tous les membres connus il y a 25 ans du Système Solaire (2). On eut bientôt l'extrême surprise d'en trouver de rétrogrades. En 1908, M. P. J. Melotte découvrait à Greenwich, toujours par la photographie, un VIII^e^ satellite plus lointain encore que les deux derniers — 12 fois plus éloigné que le V^e^ — et *rétrograde*. Ce satellite a

(1) J. Scheiner et K. Graff, *Astrophysik*, Leipzig, Teubner, 1922, p. 286. — Voir aussi : P. Guthnick, *Astronomische Nachrichten*, t. 198, 1914, n° 4741, p. 233.

(2) Sauf peut-être les satellites d'Uranus toujours regardés comme fort exceptionnels (et d'ailleurs inclinés de 82°).

lui aussi un frère jumeau, le n° IX, qui décrit une orbite très voisine de la sienne et qui fut photographié en 1914 par M. Seth B. Nicholson : les deux petits astres, de 18e et 19e grandeur (1), ne sont au fond que de gros rochers, tout

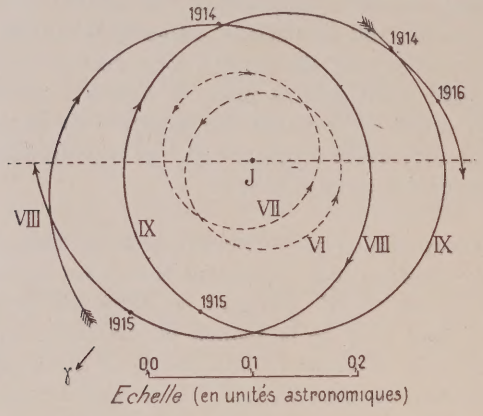


Fig. 126. — Orbites des Satellites les plus lointains de Jupiter.

comme les plus minuscules des astéroïdes. Leur découverte soulève des problèmes cosmogoniques du plus haut intérêt : il est assez probable, ainsi que la forme non fermée de leurs orbites (fig. 126) semble le suggérer, que ce sont de petites planètes capturées autrefois par Jupiter (2).

(1) F. R. Moulton, *Introduction to Astronomy*, p. 289 (éd. 1917).
(2) Voir plus loin, p. 407.

CHAPITRE V

LES PLANÈTES LOINTAINES

A. — *Saturne*

1. Données générales. — Saturne, la merveille du monde solaire (Pl. XXI et Pl. XXIV), nous montre, en plus accentué, la plupart des caractères de Jupiter. Éloigné en moyenne du Soleil de 9,539 unités astronomiques, il effectue autour de lui sa révolution en 29,46 années. L'orbite de Saturne, d'excentricité 0,056, est inclinée de 2°30′ sur l'écliptique. Presque aussi gros que Jupiter, il a un diamètre équatorial 9,1 fois plus grand que celui de notre globe, tandis que son aplatissement polaire est considérable (1 : 9,2). La masse de la planète est relativement petite : elle vaut 95,2 fois celle de la Terre ou la 3.502e partie de celle du Soleil. La densité ne peut alors être que très faible, 0,7 par rapport à l'eau, la moitié tout au plus de la densité solaire et la gravité à la surface ne dépasse guère (de 10 0/0) la nôtre.

Neuf satellites, dont huit bien visibles, et surtout l'anneau singulier entourant la planète, qui n'ont pas d'exemple dans le système planétaire, offrent au théoricien comme à l'astrophysicien de nombreux sujets d'étude, rendus malheureusement plus difficiles par l'éloignement.

2. Aspect et conditions physiques. — Les détails de la surface (bandes équatoriales, calottes polaires) ressemblent à ceux de Jupiter, en beaucoup moins net. Il est notamment malaisé de trouver des taches permettant de mesurer la durée de rotation. Celle-ci, de 10 h. 14 m. à l'équateur (1), est

(1) D'après Asaph Hall (*American Journal of Science*, 3e série, t. XIV, 1877, p. 325) et d'autres depuis.

plus rapide dans les basses latitudes que près des pôles, où elle dépasse 10 h. 38 m. (1) : c'est ce qui a lieu pour le Soleil et aussi pour Jupiter. Mais, alors que le plan équatorial jovien coïncide presque avec le plan orbital, l'axe de Saturne est incliné de 27° sur son orbite : Saturne possède donc des saisons un peu plus marquées que les nôtres.

La faible densité de la planète, moindre en moyenne que celle de l'eau, ne laisse d'autre alternative que de la supposer en grande partie gazeuse, ce que corrobore du reste la loi de la rotation.

Saturne a, comme Jupiter, une épaisse atmosphère. Sans parler de la grande masse de la planète, son albedo 0,63 (d'après M. Russell) (2) est fort élevé : il correspond à celui des nuages, dont la surface paraît entièrement couverte. De plus les bords du disque sont, comme pour Jupiter et pour le Soleil, plus sombres que le centre. Enfin le spectroscope révèle de larges bandes obscures d'origine atmosphérique.

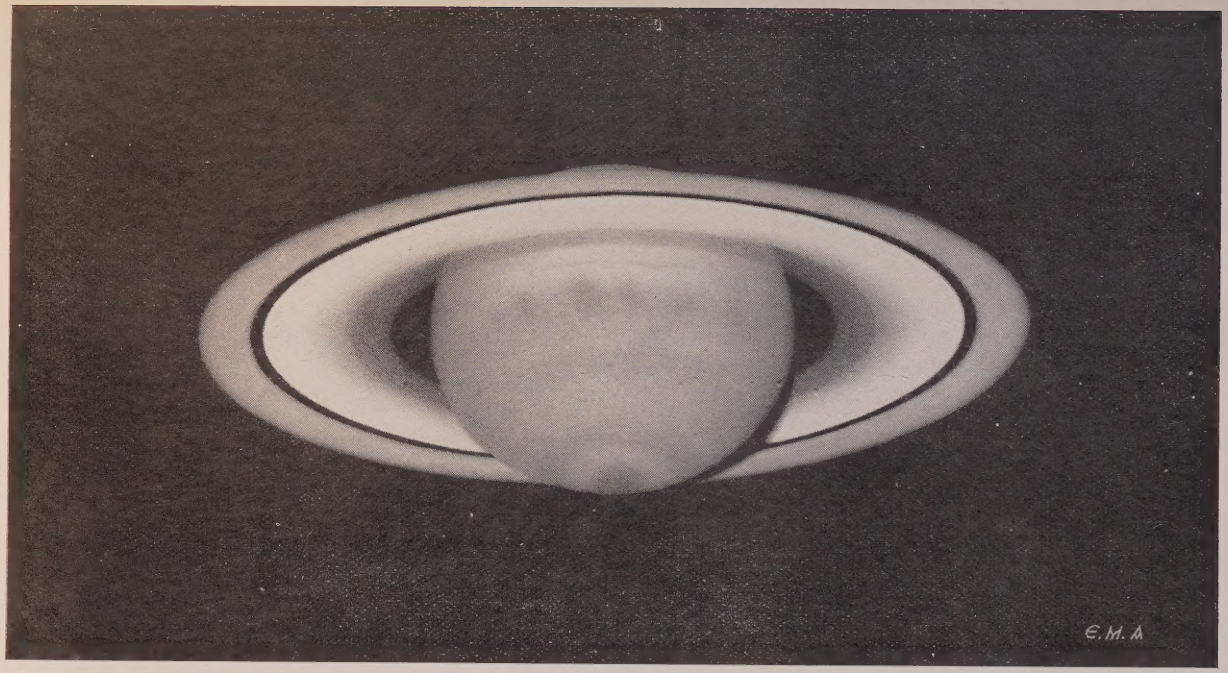
La température de Saturne n'est certainement pas en relation directe avec sa distance au Soleil : la planète reçoit de ce dernier 90 fois moins de chaleur que la Terre par unité de surface. D'autre part son rayonnement infra-rouge ($\lambda > 1{,}4\,\mu$) est relativement considérable : 15 0/0 de l'énergie ainsi émise par Saturne proviennent de la planète elle-même (3), ce qui est évidemment un indice sérieux de température élevée (4). Un astre aussi gros doit d'ailleurs renfermer

(1) D'après les observations de Barnard (1903), sur quelques taches brillantes des hautes latitudes boréales (F. R. Moulton, *Introduction to Astronomy*, 1917, p. 305).

(2) Travail déjà cité pour les albedos planétaires. Comme pour Jupiter et pour les planètes plus éloignées, M. Russell admet ici l'exactitude de la loi de Lambert, ce qui revient à dire que p (voir p. 318) est encore égal à 0,63.

(3) D'après W. W. Coblentz (voir plus haut p. 92). — Il est curieux que Jupiter, dont l'atmosphère ressemble beaucoup à celle de Saturne, n'ait pour ainsi dire pas de rayonnement propre alors que Saturne en a un très sensible.

(4) Bien que les calculs de M. Menzel (voir p. 93), déjà cités à propos d'autres planètes, aient donné pour Saturne une « température effective » de — 110° C., la même que pour Jupiter. Mais ce chiffre n'a certainement rien à voir avec la température *réelle* de la surface.



DESSIN DE SATURNE
exécuté à la Grande Lunette de o m. 83 de l'Observatoire de Meudon, le 13 juillet 1926, à 21 h. 5 m.
par M. E. M. Antoniadi.

à son intérieur de puissantes sources de chaleur ; les rares taches que l'on y voit apparaître surgissent en outre assez soudainement, à la façon de celles de Jupiter et *comme si* elles résultaient de forces éruptives sous-jacentes, ce qui plaide dans le même sens. Malheureusement toute évaluation précise de ces facteurs est impossible et Saturne est trop loin pour qu'on puisse espérer beaucoup de l'observation directe. Il n'est cependant pas douteux que sa température interne doit être haute et que la planète se trouve encore à un stade peu avancé de son évolution.

3. Spectre de Saturne. — Le spectre de Saturne (Pl. XXV) ressemble beaucoup à celui de Jupiter, à cela près que les bandes sombres y sont plus larges. Voici les principales de celles qui ne proviennent pas uniquement de l'atmosphère terrestre :

	μμ		
λ	730-724 [1]	La plus sombre	H^2O ?
	722-717 [2]	Estompée vers le rouge	H^2O ?
	706-700 [4]		H^2O ?
	695,5 [9]	Faibles raies	H^2O ?
	671 [6]	Estompée vers le bleu	?
	618 [3]	Estompée vers le bleu	?
	578 [7]		?
	543 [5]		?
	501 [8]	Faible bande	Hélium ?

De toutes ces radiations (1), la plus remarquable est la bande λ 618. Beaucoup plus large et plus intense que dans Jupiter, elle ne répond, nous l'avons vu, à aucun corps connu. L'importance des bandes attribuées à la vapeur d'eau avait conduit M. Slipher à admettre la présence de ce constituant dans l'atmosphère saturnienne : la même objection déjà rencontrée à propos de Jupiter se présente ici et, bien que la chose soit assez vraisemblable, on ne peut encore

(1) V. M. Slipher, article de P. Lowell dans le *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 23, 1909, p. 226. — Les chiffres entre parenthèses correspondent aux intensités.

la considérer comme établie. Comme pour Jupiter, l'absorption sélective et aussi générale (dans l'ultra-violet), plus forte à l'équateur, semble indiquer que les nuages y sont moins élevés ou que la couche en est moins épaisse.

Les *Anneaux de Saturne* ne montrent dans leur spectre aucune des raies ou des bandes de l'atmosphère de la planète : on n'y voit notamment pas la bande λ 618. H. C. Vogel, puis J. Keeler (1), M. G. E. Hale (2) et M. Slipher (3) sont tous, indépendamment, arrivés à cette très intéressante conclusion.

Les anneaux n'ont donc pas d'atmosphère, ce qui, étant donné leur constitution telle qu'elle résulte de considérations d'un tout autre ordre (4), n'a rien qui doive surprendre.

4. Généralités sur l'Anneau de Saturne. — Entrevu par Galilée, l'Anneau de Saturne ne fut véritablement observé que par Huygens (1655). Il est en réalité formé de plusieurs anneaux dont les deux principaux sont séparés par un intervalle obscur, la *Division de Cassini*. Plus près de Saturne, on en aperçoit un troisième, l'*Anneau de Crêpe* (5), transparent, à travers lequel on voit la planète. Il y a aussi, dans l'anneau, d'autres « divisions » secondaires moins accusées, telles que celle « d'Encke », près du bord extérieur. Celles-ci sont plus ou moins nettes suivant les moments (sauf celle de Cassini, toujours aussi visible) comme si nous avions affaire à une nuée d'astéroïdes en rotation, n'ayant pas constamment la même densité : cette impression, exprimée pour la première fois par J. Cassini (1715), est conforme à la réalité.

Les anneaux sont sensiblement dans le plan équatorial de

(1) *Astronomische Nachrichten*, t. 122, 1899, n° 2927, p. 401.
(2) *Astrophysical Journal*, t. IX, 1899, p. 185.
(3) *Astrophysical Journal*, t. XXVI, 1907, p. 59.
(4) Nous verrons qu'ils sont formés de très petites particules indépendantes. Le fait que l'anneau de Saturne n'a pas d'atmosphère appréciable, malgré que Saturne en ait une très épaisse, vient confirmer ici les déductions de la Théorie Cinétique des Gaz.
(5) Découvert par W. C. Bond en 1850.

la planète, sans que leur centre coïncide avec le sien. Inclinés par suite sur le plan orbital, ils sont parfois invisibles, soit que la Terre traverse leur plan, soit que celui-ci vienne à passer par le Soleil. On peut alors, avec les grands instruments, estimer l'épaisseur du mince filet rectiligne qui forme la trace de l'anneau : on trouve ainsi 80 kilomètres (1). Ce chiffre est probablement fort exagéré : d'expériences photométriques sur la visibilité, à la limite, de fils lumineux extrêmement ténus (2), il est résulté que l'anneau de Saturne ne doit pas avoir plus de 15 ou 20 kilomètres d'épaisseur (3).

On y constate pourtant des nodosités, dont les principales sont situées de part et d'autre de la Division de Cassini : ce dernier point est à rapprocher des agglomérations constatées par M. Jean Mascart au voisinage des lacunes des petites planètes (4). De plus, au-dessus et au-dessous de l'anneau, un nuage très léger apparaît (fig. 127) (5). Des photographies, exécutées par M. R. W. Wood (6) à travers des écrans jaune, violet et ultra-violet (c'est-à-dire ne laissant passer que ces rayons), ont révélé que les anneaux étaient enveloppés d'une matière diffusant surtout la lumière ultra-violette, c'est-à-dire très finement divisée, et remplissant même la Division de Cassini, ce que confirme l'observation visuelle.

Fig. 127.

La masse de l'anneau est insignifiante. Maxwell (7) a dé-

(1) Moulton, *Introduction to Astronomy*, p. 301.
(2) E. E. Barnard, *Popular Astronomy*, t. V, 1897, p. 2.
(3) Louis Bell, *Astrophysical Journal*, t. L, 1919, p. 10.
(4) Voir page 373.
(5) Bell, p. 11 et aussi Barnard, *loc. cit.*
(6) *Astrophysical Journal*. t. XLIII, 1916, p. 310.
(7) *Scientific Papers*, Cambridge University Press, 1890, t. I, p. 338.

montré que, pour qu'il soit stable, sa densité ne peut dépasser le 1/300 de celle de la planète, soit 0,0023 par rapport à l'eau. Etant donné ses dimensions et avec 15 kilomètres d'épaisseur moyenne, cela ferait tout au plus une masse 400.000 fois plus faible que celle de Saturne. En tenant compte des raréfactions et condensations constatées, on trouve même que la masse de l'anneau ne dépasse très probablement pas le 1/1.000.000e de celle de la planète (1).

5. L'Anneau ne peut être ni solide ni fluide. — Ces mots doivent, bien entendu, être pris au sens strict usuel. Laplace a démontré qu'un anneau solide *d'une seule pièce* tomberait sur la planète sous l'influence du moindre dérangement occasionnel. Il serait en équilibre instable et il est aisé de voir pourquoi.

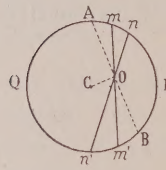


Fig. 128.

Supposons en effet l'anneau légèrement excentré pour une cause quelconque. Saturne étant en O (fig. 128) et le centre de l'anneau en C, traçons la corde AB perpendiculaire à OC. A chaque segment *mn* correspondra un segment tel que *m'n'* moins attiré que lui, car $\frac{mn}{Om^2} > \frac{m'n'}{Om'^2}$. L'arc APB sera par suite plus attiré que l'arc AQB et le décentrement initial ne fera que s'accentuer. L'anneau finira alors par rencontrer la planète (2).

Maxwell a examiné le cas où l'anneau serait liquide ou gazeux. Son analyse, assez compliquée, s'étend au cas d'un anneau de corpuscules : elle aboutit à cette conclusion, déjà citée, que l'anneau n'est stable que si sa densité est inférieure au 1 : 300e de celle de Saturne lui-même. — Par contre Poincaré (3), envisageant l'hypothèse d'un anneau fluide en rotation, *de vitesse angulaire partout la même*, a trouvé que sa densité devait excéder le 1/16 de celle de la planète pour qu'il y eût stabilité.

(1) Louis Bell, *loc. cit.*, p. 20.
(2) H. Poincaré, *Hypothèses Cosmogoniques*, p. 36.
(3) H. Poincaré, même ouvrage, p. 45, et aussi *Bulletin Astronomique*, t. II, 1885, p. 507.

Le seul moyen d'échapper à la contradiction est d'admettre que l'Anneau de Saturne est formé de particules isolées, tournant chacune indépendamment des autres.

6. Rotation de l'Anneau. — L'observation ne devait pas tarder à confirmer ces prévisions de la théorie, grâce à la méthode spectroscopique de l'inclinaison des raies, déjà appliquée avec succès à Jupiter. Cette méthode consiste, on le sait, à mettre la fente d'un spectroscope le long de l'équateur de l'astre étudié : les raies spectrales sont alors, s'il y a rotation, des *droites inclinées* par rapport à la position qu'elles auraient si l'astre ne tournait pas.

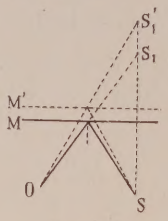


Fig. 129.

Envisageons le cas d'une planète. Montrons que les raies sont des droites. — Tout d'abord un point très important, signalé par Poincaré en 1895 (1), est que, dans le cas d'un astre brillant par réflexion (comme le sont les planètes) et non lumineux par lui-même à la façon du Soleil, les déplacements de raies correspondant à l'effet Doppler-Fizeau doivent être *doublés* : on voit de suite (fig. 129) que si un observateur supposé fixe O reçoit, par réflexion sur un miroir mobile M (la planète), l'image d'une source S supposée fixe (le Soleil), tout se passe comme si l'image de S dans le miroir M avait subi un déplacement double de celui du miroir. — Ceci posé, soit O le centre de l'image planétaire sur la fente. Le point M de l'équateur qui se projette en *m* sur la fente (fig. 130) est animé d'une vitesse radiale $2\omega R \sin\varphi$, R étant le rayon de la planète, ω sa vitesse angulaire, φ la longitude de M à partir du méridien central et le facteur 2 résultant de la remarque de Poincaré. Le déplacement du

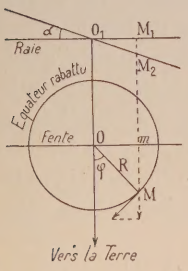


Fig. 130.

(1) *Comptes Rendus*, t. 120, 1895, p. 420.

point correspondant de la raie spectrale de longueur d'onde λ sera alors :

$$M_1M_2 = K\Delta\lambda = \frac{2K\omega R \sin\varphi}{V} \cdot \lambda$$

V = vitesse de la lumière.

K = facteur constant dépendant de la dispersion employée.

La distance de M_1 au milieu O_1 de la raie, image du centre du disque, sera $O_1M_1 = K'R \sin\varphi$, K' étant un coefficient dépendant du grossissement. Le rapport $\frac{M_1M_2}{O_1M_1} = \frac{K}{K'}\frac{2\omega\lambda}{V}$ sera constant. Le lieu de M_2 est donc une droite inclinée d'un petit angle α, tel que $\text{tg}\,\alpha = \frac{2\omega\lambda}{V} \cdot \frac{K}{K'}$, ce qui nous donne ω.

Tout ceci s'applique strictement à une planète d'axe de rotation sensiblement normal à la ligne de visée (Jupiter). Le cas de l'anneau de Saturne est bien différent. La fente ne peut avoir qu'une position analogue à celle de la figure **131**, car nous ne sommes pas en général dans le plan de l'anneau : le spectroscope nous donne alors les vitesses radiales de points diversement éloignés de la planète. Si ceux-ci ne tournent pas tous avec la même vitesse angulaire — et des corpuscules indépendants doivent obéir à la 3e loi de Képler, les plus éloignés tournant plus lentement — les raies ne doivent plus être des droites inclinées, mais bien avoir la forme en zig-zag ci-contre (fig. **131**), la partie correspondant au disque de Saturne étant au milieu.

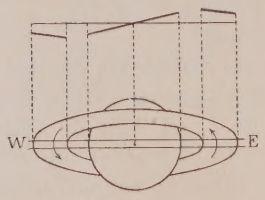


Fig. 131.

L'expérience, tentée par J. Keeler (1) à Allegheny en 1895, était fort délicate : la largeur du spectre, c'est-à-dire la longueur des raies, ne dépassait pas 1 millimètre. Elle a cependant pleinement réussi (Pl. XXII) ; elle a été reprise depuis avec le même succès par d'autres savants : MM. H.

(1) *Astrophysical Journal*, t. I, 1895, p. 416.

Deslandres (1), A. Belopolsky (2), W. W. Campbell (3)....

Les recherches précédentes ont mis en évidence ce fait curieux que le bord intérieur de l'anneau tourne autour de Saturne en 7 heures environ, alors que la planète effectue sa rotation en 10 h. 14 m.: nous avons déjà signalé un cas analogue à propos d'un des satellites de Mars, Phobos. La portée cosmogonique de cette singulière anomalie est évidente.

7. Constitution de l'Anneau. — La nature corpusculaire de l'anneau de Saturne se trouve ainsi établie. Bien des détails d'observation ne peuvent du reste s'expliquer que de cette manière. Ainsi E. E. Barnard (4) a noté en 1889 que le satellite Japet, éclipsé derrière l'anneau de crêpe, apparaissait un peu moins brillant, tout comme la planète elle-même : les rayons solaires passent donc au travers de cet anneau. H. von Seeliger (5) a aussi constaté que l'éclat des anneaux, évalué photométriquement, varie avec la phase des corpuscules d'une façon que l'on peut calculer à l'avance. Enfin Saturne donne sur les anneaux une ombre portée facile à observer. Le spectre de l'anneau (6) ne révèle d'ailleurs pas les épaisses bandes atmosphériques de celui de Saturne, chose toute naturelle de la part de petits corps incapables de retenir autour d'eux aucune atmosphère appréciable.

On peut se faire une idée de la dimension des particules en question en comparant la densité moyenne, dont Maxwell

(1) Voir p. 377.

(2) *Astronomische Nachrichten*, t. 139, 1895, n° 3313, p. 1 et n° 3326, p. 209.

(3) *Astrophysical Journal*, t. II, 1895, p. 127.

(4) *Astronomy and Astrophysics*, t. II, 1893, p. 120. — Des mesures photométriques il résulte que, vu normalement, l'anneau de crêpe transmet 94 0/0 de la lumière qui le traverse. L'anneau extérieur en transmet 60 0/0.

(5) *Abhandlungen der Kgl. Akademie der Wissenschaften*, Münich, Band XVI, 1888, p. 407.

(6) Voir p. 390. — Ce spectre est analogue à celui du Soleil : ceci suffit à ruiner la théorie de Birkeland (*Comptes Rendus*, t. 153, 1911, p. 375), d'après laquelle l'anneau de Saturne serait un phénomène cathodique ; le spectre des tubes cathodiques est en effet formé de raies brillantes.

nous a donné une limite, et la densité habituelle des roches, avec la quantité de lumière (de l'ordre de 50 à 80 0/0) qu'absorbe l'anneau lorsqu'une étoile vient à passer derrière. On trouve alors que l'anneau est formé de corps de diamètres compris tout au plus entre 3 et 8 mètres suivant les endroits, de fragments plus petits encore et aussi de poussières ténues (1). Cette conclusion est confirmée par la valeur élevée de l'albedo, supérieur par places à celui de Saturne lui-même, et qui est incompatible avec des dimensions comparables à celles des plus petits astéroïdes. Un pareil pouvoir réflecteur ne peut correspondre, pour les parties les plus brillantes, qu'à des poussières fines (2), les régions relativement sombres étant constituées par de véritables pierres de grosseurs variées.

8. Lacunes de l'Anneau de Saturne. — D. Kirkwood (3) a remarqué en 1867 que les « divisions » de l'anneau, telles que celles de Cassini ou d'Encke, correspondaient aux distances moyennes à la planète où la période de révolution est en rapport simple avec celles des satellites. C'est ainsi que la Division de Cassini répond à une période moitié de celle de Mimas et à une commensurabilité pour 3 autres satellites : il en est de même des autres. Cette particularité a une étroite analogie avec les lacunes des astéroïdes (Pl. XX), Saturne jouant ici le rôle du Soleil et ses gros satellites celui de Jupiter. L'interprétation des deux phénomènes est vraisemblablement la même : les satellites troublent le mouvement des corpuscules de l'anneau ; les commensurabilités amènent de petits diviseurs, partant de fortes inégalités, lesquelles sont sans doute suivies de chocs et de l'apparition d'une lacune.

L'étude de l'anneau de Saturne peut cependant être poussée plus loin. Ed. Roche (4) a établi en 1849 que les marées

(1) Louis Bell, *loc. cit.*, pp. 5, 18, 19.

(2) La plupart des corps n'ont de forts pouvoirs réflecteurs que s'ils sont réduits en poussière.

(3) *Meteoric Astronomy*, Philadelphie (Lippincott), 1867, chap. XII, p. 102. — Voir aussi : *The Observatory*, vol. VI, 1883, p. 335.

(4) *Mémoires de l'Académie de Montpellier*, t. VIII, 1873, p. 296.

engendrées par la planète tendraient à provoquer l'éclatement de tout satellite faiblement cohérent (fluide ou solide), situé à une distance du centre de Saturne inférieure à 2,44 fois son rayon. Or le bord extérieur de l'anneau est à la distance 2,26. Ainsi donc, là où est l'anneau, il ne saurait se former de satellite : s'il s'en formait un, Saturne le disloquerait par les marées qu'il ferait naître dans sa masse. — Bien que ce résultat ne s'applique pas aux petites planètes, il n'en est pas moins suggestif. Il semble que nous ayons pour ainsi dire sous les yeux, dans l'Anneau de Saturne, la nuée des petits satellites météoriques qui, là, n'ont pu s'agglomérer en un corps unique et qui, ailleurs, plus loin de la planète, ont peut-être formé, avec le temps, les gros satellites que nous connaissons.

9. Evolution probable de l'Anneau. — Est-il possible maintenant de prévoir dans une certaine mesure l'évolution d'un système tel qu'à la lueur de tous ces faits nous apparaît l'anneau saturnien ? Les corpuscules, avons-nous dit, doivent parfois se rencontrer : les chocs dégagent de la chaleur, qui ne peut être empruntée qu'à l'énergie totale de gravitation de tout l'ensemble et cette perte d'énergie entraîne une diminution des grands axes des orbites des corps choqués (1). Les anneaux doivent, par suite, tendre à se rapprocher lentement de la planète pour finir sans doute par y former des averses de météorites analogues à celles observées sur la Terre. L'anneau de crêpe est peut-être un indice de cet état de choses : ses constituants sont d'ailleurs plus gros que ceux des autres, ainsi que semble le montrer sa transparence, combinée avec la limite de Maxwell.

(1) Si m et m' sont les masses des deux corps qui se heurtent, v et v' leurs vitesses avant le choc, v_1 leur vitesse commune après, on a : $mv^2 + m'v'^2 > (m+m')v_1^2$. Si maintenant a est le demi-grand axe orbital (supposé le même pour les deux corps) avant le choc, a_1 le demi-grand axe après, r le rayon vecteur lors du choc, le principe des forces vives donne, avec l'équation précédente :

$$m\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right)+m'\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a}\right)>(m+m')\left(\frac{2}{r}-\frac{1}{a_1}\right)$$

d'où : $a_1 < a$ c. q. f. d.

L'évolution dont nous parlons ne saurait être que très lente et il n'est pas exact qu'on l'ait constatée : ce serait même surprenant si c'était vrai. On a bien dit que les dessins du XVII^e siècle montraient l'anneau de Saturne plus large qu'aujourd'hui, comme s'il s'était sensiblement rétréci depuis ; mais nous n'insisterons pas sur ce point, encore loin d'être élucidé (1).

10. Satellites de Saturne. — Saturne a 9 satellites. Les 7 premiers étaient connus en 1800, le VIII^e fut découvert en 1848 et le IX^e en 1899 par M. W. H. Pickering. On a parlé d'un X^e ; mais son existence n'a pas été confirmée.

Voici leurs noms, par ordre de distance à la planète :

I	II	III	IV	V	VI
Mimas	Encelade	Téthys	Dioné	Rhéa	Titan

VII	VIII	IX
Hypérion	Japet	Phœbé

La plupart tournent dans des plans voisins du plan équatorial ; l'orbite de Japet est cependant inclinée sur ce plan de 10° et celle de Phœbé de 20°.

Il est assez curieux que les distances moyennes au centre de Saturne obéissent à une loi analogue à celle de Bode, $d = 1{,}5 + 1{,}6\ (1{,}5)^n$, découverte par M. Charlier (2) et qui est exacte à peu de chose près (le bord interne de l'anneau correspond à $n = -\infty$, le bord externe à $n = -1$).

Le plus gros de ces satellites est Titan : son diamètre vaut 1,5 fois celui de la Lune ; sa masse n'est cependant que le 1/4700^e de celle de Saturne.

Le VIII^e satellite, Japet, manifeste des variations d'éclat régulières (3), passant de la grandeur 10,0 à la grandeur 8,2, suivant qu'il est à l'ouest ou à l'est de la planète. Ceci prouve sans doute que, comme la Lune, ce satellite

(1) Voir Barnard : *Monthly Notices*, t. LVI, 1895, p. 163.

(2) Newcomb-Engelmann-Ludendorff, *Populäre Astrophysik*, éd. 1921, p. 421.

(3) P. Guthnick, ouvrage ci-dessus, même page. — Voir aussi *Astronomische Nachrichten*, t. 198, 1914, n° 4741, p. 233.

tourne toujours la même face vers la planète : les changements d'éclat peuvent provenir alors soit de taches sombres soit peut-être de ce que l'astre n'est pas sphérique. Mimas et Encelade ont été l'objet d'observations analogues de MM. P. Lowell et V. M. Slipher.

Le IX^e^ satellite, Phœbé, est beaucoup plus éloigné (près de 4 fois) que le VIII^e^. Sa révolution autour de Saturne se fait dans le sens *rétrograde*, comme celle des deux derniers satellites de Jupiter et soulève les mêmes difficultés par son désaccord très grave avec la célèbre hypothèse nébulaire de Laplace (1).

B. — *Uranus*.

1. Données générales. — Découvert par W. Herschel en 1781, Uranus nous apparaît sous la forme d'une petite étoile de 6^e^ grandeur, tout juste visible à l'œil nu. Sa distance moyenne au Soleil, 19,22 fois supérieure à celle de la Terre, correspond à une période de révolution de 84,02 années. L'orbite, faiblement excentrique ($e = 0{,}046$), est aussi peu inclinée sur l'écliptique ($i = 0°46'$). La planète est en diamètre 4 fois plus grande que la nôtre et sa masse vaut 14,58 fois celle de la Terre, soit 1 : 22.300 de celle du Soleil. La densité moyenne d'Uranus, 1,3, est très faible, comme celles de toutes les planètes situées au delà de l'anneau des astéroïdes : aussi la gravité n'y dépasse-t-elle pas les 9/10 de la pesanteur terrestre.

2. Conditions physiques. — Uranus est malheureusement trop loin pour qu'on puisse dire grand'chose de son état physique, si ce n'est par comparaison avec Jupiter et Saturne. On n'aperçoit dans les lunettes qu'un petit disque verdâtre, avec parfois de vagues bandes équatoriales. La densité d'Uranus est très voisine de celle de Jupiter, son albedo (2) 0,63 est aussi sensiblement le même : on en conclut que ce sont surtout des nuages que l'on aperçoit à sa

(1) Voir plus loin p. 407.

(2) D'après M. Russell (mémoire cité pour les autres planètes). — On admet la loi de Lambert.

surface, l'astre entier étant, selon toute apparence, gazeux. La présence d'une atmosphère extrêmement épaisse est attestée par le spectre, coupé de fortes bandes sombres inconnues.

Uranus reçoit du Soleil 368 fois moins de chaleur que la Terre. Il est probable que comme Jupiter et Saturne cette masse de gaz peu évoluée est à une température élevée ; sa chaleur interne fait donc vraisemblablement seule les frais des vaporisations dont on constate les effets.

3. Spectre d'Uranus. — Uranus et Neptune ont des spectres assez différents de ceux de Jupiter et de Saturne, lesquels différaient eux-mêmes beaucoup sous ce rapport des planètes plus voisines du Soleil. Le spectre d'Uranus (Pl. XXV) a été étudié autrefois visuellement par les astronomes qui se sont occupés des autres spectres planétaires, Secchi et Vogel entre autres, puis par Keeler (1) ; mais les recherches les plus étendues sont celles de M. V. M. Slipher (2) qui a opéré par la photographie, en sensibilisant ses plaques pour le jaune et pour le rouge et en posant, à Flagstaff (Arizona), jusqu'à 14 nuits sur un seul cliché.

On retrouve dans ce spectre, en très accentué, la bande sombre λ 618 de Jupiter et de Saturne. Voici la liste des principales qui aient été signalées, avec leurs intensités relatives (entre crochets) :

λ 710-697 μμ	[3]		H^2O ?
683,5	[7]		
668	[4]	Sombre jusqu'à λ 672 H_e	H_e ?
656	[10]	Raie C accentuée	H
618	[1]	Bande très sombre de λ 613 à 625	
595,5	[8]	Forte raie.	
574	[5]	Bande de λ 569 à 578	
566	[11]		
544	[2]	Bande forte de λ 539,5 à 547	
534	[9]	Raie étroite	
511	[12]	Bande étroite	
486	[6]	Raie F accentuée	H

(1) *Astronomische Nachrichten*, t. 122, 1889, n° 2927, p. 401.
(2) Mémoire cité pour Saturne.

M. Slipher juge très probable la présence de l'Hydrogène et de l'Hélium : ce dernier gaz est cependant assez douteux et l'atmosphère d'Uranus reste passablement mystérieuse en dépit de sa grande extension.

4. Satellites. — Uranus a 4 satellites très difficiles à voir, Ariel, Umbriel, Titania et Obéron, qui ont des plans orbitaux presque perpendiculaires à celui de la planète. L'inclinaison étant de 82° et le sens de rotation rétrograde, on pourrait évidemment dire aussi que l'inclinaison est de 98° et la rotation directe. — Ces satellites sont assez petits : les plus gros, Titania et Obéron, ont respectivement 940 et 870 kilomètres de diamètre, d'après les mesures photométriques de E. C. Pickering (1). La masse totale du système n'atteint pas le 1/15.000 de celle d'Uranus. Les orbites, presque circulaires, étant à peu près dans le même plan, on a longtemps pensé que ce plan coïncidait avec celui de l'équateur de la planète : ce n'est cependant pas exact.

5. Rotation d'Uranus. — Le fort aplatissement d'Uranus, 1/12, décèle une rotation rapide, analogue à celles de Jupiter et de Saturne. Mais ce n'est que tout dernièrement que le problème — rendu difficile par la petitesse du diamètre apparent — a pu être abordé. Il l'a été de trois manières différentes.

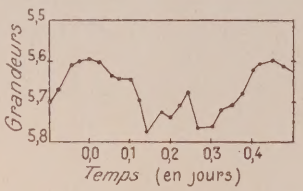


Fig. 132. — Variabilité de l'éclat d'Uranus.

1° *Voie photométrique.* — Uranus varie légèrement d'éclat ou plutôt il a paru varier à certaines époques, notamment en 1917 où E. C. Pickering (2) a trouvé une période de fluctuation de 10 h. 42 m. 26 s. Cette variabilité laisse supposer quelque différence de luminosité de la surface suivant les régions et

(1) D. T. Todd, *Stars and Telescopes*, Boston, Little, Brown and Co, 1905, p. 139.

(2) *Harvard College Observatory, Circular n° 200.*

correspond très vraisemblablement à la rotation (fig. 132).

2° *Voie spectroscopique.* — Des essais ont été tentés autrefois dans ce sens par divers savants. En 1912, M. V. M. Slipher à Flagstaff (1) a réussi à mettre en évidence une rotation par la méthode de l'inclinaison des raies. Il a trouvé 10 h. 42 m. comme période. La rotation est *rétrograde* et paraît s'effectuer dans un plan fortement incliné (10 à 30°) sur celui des orbites des satellites. Il est juste de dire que J. Perrotin (2) à Nice en 1884 et 1889 avait observé sur Uranus une tache qui paraissait tourner en 10 h. environ : les mesures de M. Slipher ont donc confirmé les siennes.

3° *Mesure précise de l'aplatissement.* — Des observations très soignées ont été faites par E. E. Barnard (3) à Lick en 1894, puis par P. Lowell et V. M. Slipher à Flagstaff en 1915 (4) : elles ont donné 1/12 et ont permis de situer à peu près l'axe polaire : celui-ci est bien dans la direction indiquée, qui est d'ailleurs aussi celle suggérée par les rares bandes équatoriales.

C. — *Neptune.*

1. Données générales. — Neptune nous apparaît comme une petite étoile invisible à l'œil nu, de 7 ou 8e grandeur. Sa découverte par Le Verrier en 1846 est trop célèbre pour que nous y insistions : elle est à juste titre considérée comme un triomphe du calcul : peut-être cependant faudrait-il remarquer que les éléments de Le Verrier (comme aussi ceux de son émule, J. C. Adams) étaient fondés sur la loi de Bode, qui donne pour distance au Soleil 38,8 (au lieu de 30,11) : ils étaient par suite très erronés. C'est par une heureuse chance que leurs erreurs n'affectaient pas la *direction* de la planète nouvelle, direction qui, à la vérité, seule importait.

(1) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 26, 1912, p. 405.

(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 98, 1884, pp. 718 et 967.

(3) Moulton, *Introduction to Astronomy*, éd. 1917, (souvent cité), p. 308.

(4) *Lowell Observatory Bulletins*, t. II, 1915, n° 67.

Neptune décrit en 164,78 années une orbite inclinée de 1°47′ sur l'écliptique et dont l'excentricité est 0,009. La planète, à peu près des dimensions d'Uranus, est 4,3 fois grosse comme la Terre. Sa masse, 17,3 fois supérieure à celle de notre globe, vaut 1/19.500 de celle du Soleil. La densité de Neptune, 1,1, ne dépassant guère celle de l'eau, la pesanteur n'y est, comme sur Uranus, que les 9/10 de la nôtre.

2. Conditions physiques. — Même dans les plus grands instruments, Neptune ne laisse voir qu'un petit disque verdâtre de 2″,6 de diamètre, sur lequel on n'a jamais aperçu aucun détail. Il n'y a cependant pas de doute que la planète ressemble beaucoup à Uranus et partant à Jupiter et à Saturne. Son albedo, assez incertain, est voisin de 0,73 (1), c'est-à-dire que nous ne voyons très probablement qu'une épaisse couche de nuages. La composition de l'atmosphère de Neptune est inconnue ; mais sa grande extension est manifeste : le spectre est en effet coupé de bandes sombres encore plus larges que dans celui d'Uranus.

Quoique Neptune ne reçoive du Soleil que bien peu de chaleur — 900 fois moins que nous — il est certainement en grande partie gazeux, d'abord pour les raisons qui précèdent, mais surtout à cause de sa faible densité. Ceci suppose une énergie calorifique interne considérable dont la température à la surface doit dépendre beaucoup plus que du rayonnement solaire.

3. Spectre de Neptune. — Au spectroscope, Neptune présente, en plus accentué, les mêmes caractères qu'Uranus (Pl. XXV). Il a surtout été étudié en 1904 et 1907 par M. V. M. Slipher (2), dans les mêmes conditions qu'Uranus (plaques orthochromatisées, poses dépassant 20 heures). On retrouve dans Neptune la bande λ 618 de Jupiter, de Saturne et d'Ura-

(1) H. N. Russell, Mémoire déjà cité sur les albedos planétaires. — On admet pour Neptune la loi de Lambert.

(2) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 23, 1909, p. 227.

nus : elle y apparaît encore plus accusée. — Les principales bandes notées à Flagstaff sont les suivantes, avec leur ordre d'importance :

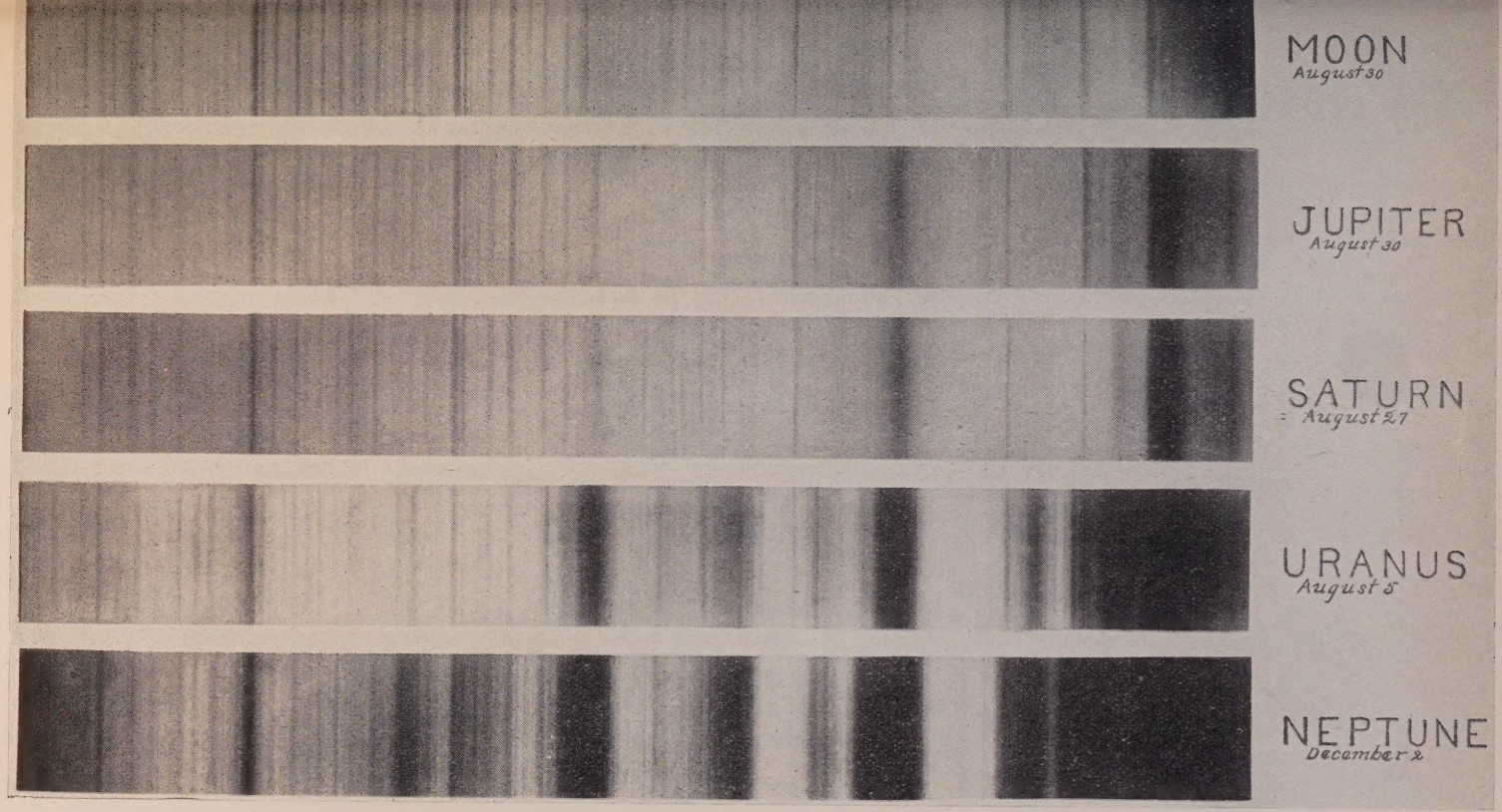
λ 690$\mu\mu$-680$\mu\mu$	[4]		
676-662	[3]	Raie de H_ε à λ 668$\mu\mu$?	H_ε ?
656,5		Raie C accentuée	H
642,5	[12]		
618	[1]	Va de λ 612$\mu\mu$ à λ 630$\mu\mu$	
598	[11]		
596	[10]	Raie très étroite (Uranus et Jupiter).	
576	[5]	Va de λ 571,5 à λ 581,5	
543	[2]	De λ 538 à λ 547	
527-517	[8]	De *b* à E.	
514	[9]	Raie étroite	
513-507	[7]	Bande	
486	[6]	Raie F accentuée	H
466		Raie	

L'Hydrogène et l'Hélium paraissent très abondants dans l'atmosphère neptunienne. Pour l'Hydrogène la chose n'est pas douteuse ; le renforcement des raies C et F saute aux yeux : le cas de l'Hélium laisse encore place à quelques hésitations.

On avait cru noter en 1909 (1) entre les raies C (ou Hα) et B de Fraunhofer, dans le rouge, la bande caractéristique de la chlorophylle, la substance verte des feuilles. Ce corps jouant dans la vie organique végétale un rôle spécial — et considérable — la trouvaille avait suscité en son temps un vif intérêt. M. V. Arcichovskij (2) a montré en 1913 que cet enthousiasme était sans doute prématuré. La bande en question tient seulement aux matières colorantes employées pour l'orthochromatisation des plaques (le Pinacyanol et le Pinaverdol entre autres), qui donnent dans cette région du spectre un minimum de sensibilité se traduisant pratiquement par

(1) Même publication, même volume, p. 196 (Communication de M. C. P. Butler à la Société Royale de Photographie anglaise).

(2) *Astrophysical Journal*, t. XXXVIII, 1913, p. 504.



Spectres de la Lune et des Grosses Planètes dans l'ordre de leurs distances au Soleil (V. M. Slipher, Cliché de l'Observatoire Lowell).

une bande noire et n'ayant rien à voir avec la planète étudiée. — Il y a peut-être (?) des végétaux dans Neptune ; mais ce n'est presque sûrement pas à eux qu'est due la bande observée par les savants américains.

Lorsqu'on compare ensemble (Pl. XXV) les spectres des grosses planètes, on est tout de suite frappé d'un fait sur lequel P. Lowell a attiré l'attention en 1907 : les bandes sombres des différents spectres vont en s'épaississant et en s'assombrissant à mesure que la planète est plus éloignée du Soleil : il n'y a certainement pas là un effet du phénomène signalé par M. Arcichovskij, car les bandes en question s'observent visuellement et le besoin d'une explication s'impose.

On pourrait croire à une absorption dans l'espace interplanétaire, absorption que produirait un milieu très rare interposé et qui se ferait d'autant plus sentir que les planètes seraient plus loin de nous. Cette hypothèse séduisante ne résiste pas à l'examen : le même phénomène devrait se retrouver dans les spectres des étoiles, zodiacales tout au moins ; le spectre de l'anneau de Saturne et celui du III[e] satellite de Jupiter ne présentent d'ailleurs pas de bandes sombres — la forte bande λ 618 y fait notamment défaut. — Il faut donc admettre que les atmosphères des planètes sont vraiment d'autant plus considérables que l'on s'éloigne davantage du Soleil (1). L'interprétation profonde de cette curieuse constatation reste encore à trouver.

4. Satellite. — Neptune a un satellite qui effectue sa révolution autour de lui en 5 j. 21 h. et en sens *rétrograde*. L'orbite de ce satellite est inclinée de 35° sur le plan orbital de la planète et ses nœuds ont un mouvement de rétrogradation qui peut s'expliquer par l'aplatissement polaire de Neptune. Tisserand (2) a trouvé ainsi que, pour rendre compte des faits, cet aplatissement devait être de 1/85[e]. Une rotation rapide était donc probable.

(1) Ceci rappellerait l'époque carbonifère ; les atmosphères planétaires sont peut-être partout plus épaisses dans le stade initial.

(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 107, 1894, p. 804. — Newcomb, à peu près en même temps, a fait le même calcul.

5. Rotation de Neptune. — La rotation neptunienne ne peut être mesurée ni directement, ni au moyen du spectroscope. Tout ce qu'on sait c'est que la planète change parfois (?) d'éclat dans une période d'environ 7 h. 50 m. L'amplitude de cette variation (fig. 133), observée par Maxwell Hall (1) en 1915, est assez faible (de la grandeur 7,67 à la grandeur 7,11) ; elle correspond sans doute à la rotation, comme on l'a déjà vu pour Uranus : il est cependant un peu singulier qu'avec une rotation aussi rapide l'aplatissement ne soit pas plus grand.

Le sens de la rotation est naturellement inconnu : il est à supposer qu'il est rétrograde.

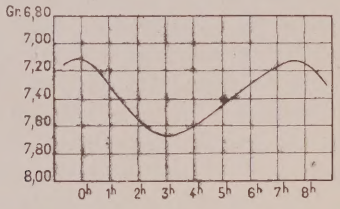


Fig. 133. — Variabilité de l'éclat de Neptune.

6. Y a-t-il des planètes transneptuniennes ? — On ne voit évidemment pas pourquoi Neptune serait la dernière planète. S'il y en a une au delà, celle-ci doit troubler le mouvement de Neptune et aussi celui d'Uranus qui a l'avantage d'être beaucoup mieux connu, parce qu'il l'est depuis plus longtemps, tout en étant plus rapide.

Le travail le plus complet sur cette question est peut-être celui de P. Lowell (2) qui conclut à l'existence d'une planète de masse comprise entre celle de la Terre et celle de Neptune et située à la distance 44. Malheureusement si cette planète existait, elle devrait avoir été vue...

L'étude des statistiques cométaires a aussi amené M. W. H.

(1) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 29, 1915, p. 441.

(2) *Memoirs of the Lowell Observatory*, t. I, n° 1, 1915. Et aussi *B. S. A. F.*, t. 30, 1916, p. 227.

Pickering (1) à parler de 3 ou 4 planètes transneptuniennes comme ayant capté de nombreuses comètes.

Tout cela est très problématique : bien que l'existence de pareilles planètes paraisse probable, il n'y a encore rien de décisif.

D. — *Questions soulevées par les Satellites Rétrogrades.*

1. Problème de la stabilité des satellites. — Les satellites rétrogrades — surtout ceux de Jupiter et de Saturne, qui ne sont nullement aux confins du Système Solaire — ont fait couler beaucoup d'encre : ils cadrent mal avec l'hypothèse de Laplace et, pour les y faire rentrer, on a eu recours aux inventions les plus saugrenues. Si leur explication définitive reste à trouver, certains travaux récents sont venus éclairer si vivement cette importante question que nous croyons devoir, malgré son caractère théorique, lui consacrer quelques mots.

Plus un satellite est loin de sa planète, moins l'attraction de celle-ci est forte et plus la force perturbatrice due au Soleil est considérable. Il y a ainsi une distance passé laquelle le satellite est instable : la moindre influence étrangère suffit alors à lui faire quitter la planète pour graviter autour du Soleil. Mais — chose capitale — la réciproque est vraie : à cette distance-là, un astéroïde en révolution autour du Soleil peut, *sous l'action extérieure la plus minime*, se transformer en satellite planétaire.

2. Possibilités de capture. — Quand on précise le problème, on voit qu'il existe un critère, l'intégrale de Jacobi (2), qui est valable en toute rigueur pourvu qu'aucun choc ni milieu résistant n'intervienne jamais — ce qui n'est d'ailleurs rien moins que certain. — Etant donné le Soleil, une pla-

(1) *Annals of Harvard College Observatory*, 1919, t. LXXXIV, p. 85, pour les perturbations de Neptune. — Et aussi même recueil, t. LXI, Part. III, 1911, p. 167 à p 373 (Statistique cométaire).

(2) H. Poincaré, *Hypothèses cosmogoniques*, p. 127. Et aussi : J. Jackson, *Monthly Notices*, t. LXXIV, 1913, p. 62.

nète d'orbite circulaire et, dans son plan, un satellite, connu par ses coordonnées cartésiennes (1) x, y et sa vitesse relative v (rapportée à la planète), on peut calculer a priori la valeur C_1 de l'intégrale en question : $F(x, y) - \frac{1}{2}v^2$. Mais v^2 est toujours positif : on voit donc que si l'on construit la famille de courbes $F(x, y) = C$, le satellite reste toujours dans la région positive (c'est-à-dire intérieure) de la courbe $F(x, y) = C_1$ (fig. 134). Dans cette région, il y a sûrement stabilité, c'est-à-dire qu'un satellite s'y trouvant ne quittera jamais sa planète et ne saurait être venu du dehors, *si aucun milieu résistant n'est intervenu.*

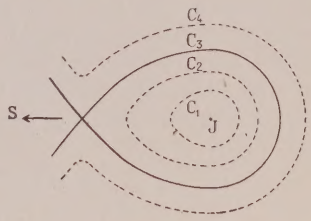


Fig. 134.

Or les satellites anciennement connus, directs, sont tous ainsi entourés d'une courbe fermée C_1 qu'ils ne sauraient franchir. Mais si, leur distance à la planète restant la même, ils venaient à tourner en sens inverse, v^2 augmenterait, C_1 diminuerait, la courbe C_1 *s'élargirait* et deviendrait C_2. En fait, pour les satellites rétrogrades connus de Jupiter et de Saturne, la région C_2 est si large qu'elle peut englober le Soleil et le critère ne donne plus aucune réponse nette. C'est

(1) Les axes étant supposés tourner d'un mouvement uniforme, avec la vitesse angulaire ω de révolution de la planète, autour du centre de gravité des deux corps principaux. — On démontre alors facilement l'existence de l'intégrale :

$$\frac{fm_1}{r_1} + \frac{fm_2}{r_2} + \frac{1}{2}\omega^2(x^2 + y^2) - \frac{1}{2}v^2 = C$$

(f = const. de gravitation ; m_1, m_2 masses du Soleil et de la Planète ; r_1, r_2 distances du satellite à ces astres). C'est l'*intégrale de Jacobi*, dont nous désignons par $F(x, y)$ les 3 premiers termes.

là une circonstance remarquable, très favorable à l'idée d'une capture accidentelle, relativement récente, de petits corps ayant circulé jadis autour du Soleil et que la planète a pu finir par s'annexer. Et le fait que toute perte d'énergie (choc, milieu résistant, etc.) tend à *rétrécir* les courbes C donne à penser que les anciens satellites directs ont peut-être, eux aussi, une origine analogue.

3. Stabilité plus grande des satellites rétrogrades. — On pourrait croire que les satellites rétrogrades, captés plus facilement, peuvent s'en aller de même. C'est le contraire qui est vrai.

Un autre facteur intervient en effet. Toute hypothèse sur leur origine mise à part, il se trouve qu'*à une distance donnée de la planète* le mouvement rétrograde est, pour les satellites, moins sujet aux perturbations et partant plus régulier que le mouvement direct. Par suite, un peu en dehors de la limite où l'instabilité commence, il peut encore y avoir des satellites rétrogrades, alors que les directs ont été plus aisément éliminés par les chocs possibles (2).

Cela tient à deux causes. Les principales perturbations d'un satellite planétaire viennent du Soleil. D'abord les termes les plus importants de la fonction perturbatrice sont en $(n - n')t$, n et n' étant les moyens mouvements du satellite et de la planète : s'ils sont de signes contraires, le diviseur qui apparaît par intégration (3) est plus grand que dans le cas habituel et partant l'inégalité plus faible. De plus, la force troublante du Soleil tend d'elle-même à produire un mouvement relatif rétrograde (4).

(1) Jackson, *loc. cit.* — Voir aussi Moulton, *Introduction to Astronomy*, éd. 1917 (déjà cité) pp. 299 et 441 et Newcomb-Engelmann-Ludendorff, *Populäre Astronomie*, 1922, p. 409.

(2) Des chocs de météorites, comme celles que reçoit parfois la Terre. Voir Moulton, *loc. cit.*

(3) V. p. 372.

(4) Considérons par exemple une planète (Jupiter) à orbite circulaire et un astéroïde à orbite elliptique, de même grand axe et de même longitude. Si ces deux astres sont, sans influence réciproque, soumis à la seule attraction du Soleil, leur mouvement *relatif* sera rétrograde (Voir Jackson, *loc. cit.*).

Tout ce qui précède vaut surtout pour les satellites éloignés de leur planète. Pour les plus rapprochés — en fait directs — les perturbations sont de toute façon moins grandes et les remarques ci-dessus perdent leur importance.

On voit en résumé que l'état de choses qu'on observe semble bien avoir été le plus stable. Quand on place des œufs sur une table, ceux qu'on met sur le petit bout n'y restent pas : c'est ce genre d'explications qui, même dans les cas les plus complexes, tend à prévaloir pour beaucoup de phénomènes astronomiques comme dans toute la Nature.

CHAPITRE VI

LES COMÈTES

1. Aspect général. — Les planètes ne changent pas de forme et, si elles ne se ressemblent pas toutes, elles ont du moins des mouvements analogues ainsi que de nombreux traits communs. Les Comètes (1) forment avec elles un vif contraste. Elles apparaissent à l'improviste, diffèrent beaucoup les unes des autres et leurs trajectoires peuvent paraître fort inattendues : aussi ont-elles été longtemps l'objet de craintes superstitieuses maintenant bien oubliées.

Une comète présente d'ordinaire l'apparence d'un point brillant, le *noyau*, entouré d'une nébulosité, la *tête* ou *chevelure*, prolongée elle-même par une *queue* plus ou moins longue, de direction générale opposée au Soleil. Certaines comètes sont à peine visibles dans les plus puissantes lunettes et beaucoup ne peuvent être observées que par la photographie ; d'autres se voient en plein jour et ont des queues qui traversent presque le ciel entier : telles les grandes Comètes de 1843 et de 1882.

Mais tous ces caractères sont très variables. Il y a des comètes qui n'ont pas de queue et la plupart des comètes périodiques sont dans ce cas : certaines ont même l'aspect d'une petite étoile sans nébulosité et ne se distinguent guère des petites planètes (2).

2. Nombre et mode de désignation des comètes. — Avant l'invention des lunettes, 400 comètes visibles à l'œil nu, envi-

(1) On consultera notamment les ouvrages suivants, souvent cités par nous : C. A. Young, *General Astronomy* ; Miss A. Clerke, *History of Astronomy during the XIXth Century* ; H. N. Russell, R. S. Dugan, J. Q. Stewart, *Astronomy*, t. I, 1926 (Boston, Ginn).

(2) Avec lesquelles on les confond parfois (voir p. 365).

ron, avaient été signalées; depuis on en a observé à peu près 500 et tous les ans on en trouve de 3 à 10, dont quelques-unes parfois déjà connues : ces dernières sont les comètes périodiques, actuellement au nombre de 25.

Quand une comète apparaît (1), on la désigne par le millésime de l'année suivi d'une lettre *a*, *b*, *c*... et du nom de l'auteur de la découverte : ainsi la Comète 1913 *a* Schaumasse fut la première découverte en 1913, par M. Schaumasse. Ce numérotage est provisoire : une fois l'orbite calculée, on le remplace par un autre où figurent l'année et, en chiffres romains, l'ordre du passage de l'astre au périhélie : exemple, Comète 1908 III.

3. Orbites des comètes. — C'est Newton qui a le premier montré pratiquement comment on pouvait de ses positions apparentes déduire l'orbite d'une comète donnée. Trois observations suffisent; mais le problème est difficile (car on n'a que des directions). Newton opérait graphiquement; depuis lors Laplace, Gauss, Olbers, Oppolzer, Poincaré et dernièrement M. A. O. Leuschner ont successivement perfectionné les procédés de calcul (2).

Presque toutes les orbites sont assez sensiblement paraboliques pour qu'on puisse toujours les supposer telles en première approximation. — En fait, sur 347 orbites calculées (3), 275 ont été trouvées paraboliques, 60 nettement elliptiques et 12 à peine seulement légèrement hyperboliques : encore sur ces 12 là, n'y en a-t-il que 2 ou 3 de type hyperbolique certain.

Géométriquement, les trois espèces de coniques sont caractérisées par la valeur de leur excentricité e : l'ellipse correspond à $e < 1$, la parabole à $e = 1$ et l'hyperbole à $e > 1$:

(1) L. Schulhof a fait tous les ans jusqu'en 1920 dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* l'historique de toutes les comètes apparues 2 ans plus tôt.

(2) On en trouvera l'exposé dans le *Cours de Mécanique Céleste* de M. H. Andoyer (Paris, Gauthier-Villars, 1923).

(3) W. W. Campbell dans : *The Adolfo Stahl Lectures on Astronomy*, Conférences faites à San Francisco sous les auspices de la Société Astronomique du Pacifique, San Francisco, 1919, p. 33.

il est donc à priori extrêmement peu probable qu'une orbite soit exactement parabolique et l'on peut se demander si l'immense majorité des « paraboles » cométaires ne sont pas en réalité des ellipses très allongées ou des hyperboles dont les asymptotes forment un angle très petit. Dans le premier cas les comètes observées sont des membres permanents du Système Solaire ; dans le second, venues de l'infini, elles y retourneront pour toujours. C'est là un problème important qui touche à l'origine même des comètes et sur lequel nous reviendrons : bornons-nous à dire pour l'instant que c'est la première hypothèse qui *semble* la bonne.

Les excentricités cométaires sont en général très fortes ; les inclinaisons des plans orbitaux sont aussi très variables. Ces plans paraissent occuper, pour les comètes sensiblement paraboliques, toutes les positions possibles de l'espace, sans qu'il y ait trace, comme pour les planètes, d'une orientation privilégiée et les mouvements peuvent être indistinctement directs ou rétrogrades. Ceci ne concerne pas les comètes à courte période (< 100 ans) qui ont d'ordinaire des orbites directes et peu inclinées sur l'écliptique : ces comètes — analogie suggestive — se rapprochent donc sous ce rapport des planètes.

Les distances-périhélie des comètes ont rarement dépassé 4,14 (Comète 1925 *a*) ; mais elles oscillent dans de larges limites : certaines ont été jusqu'à raser presque la surface du Soleil (Comètes de 1680, de 1843, de 1882) en traversant littéralement la Couronne sans éprouver de ce chef la moindre perturbation (1) ; 25 passent à l'intérieur de l'orbite de Mercure ; les 3/4 à l'intérieur de l'orbite de la Terre. Mais on en voit très peu qui restent toujours plus loin du Soleil que Mars et aucune plus loin que Jupiter.

Ceci ne veut pas dire qu'il n'y ait pas de comètes au delà ; seulement celles que l'on connaît ne commencent guère à être observables qu'à l'intérieur de l'orbite de Mars et leur

(1) Ceci suffit à établir l'extrême rareté soit de la matière coronale soit de la matière cométaire — sans doute des deux à la fois. — Miss A. Clerke, *History of Astronomy during the XIXth Century*, Londres (A. et C. Black), 1902, p. 360.

éclat croit parfois dans le rapport de 1 à 100.000, quand elles passent de cette distance à celle de Mercure. Il est donc à présumer que s'il y a, comme c'est probable, de nombreuses comètes au delà de Mars, nous ne sommes pas en mesure de les voir.

4. Dimensions des comètes. — Elles sont faciles à évaluer lorsque les orbites sont connues. La tête peut varier en diamètre de la grosseur de la Terre à 100 fois ce chiffre ; celle de la Comète de 1811 avait 1.800.000 kilomètres de diamètre et était par suite plus grosse que le Soleil qui n'en a que 1.300.000,

Un phénomène extrêmement curieux est la contraction qu'éprouvent les têtes des comètes en s'approchant du Soleil (fig. 135) : l'astre se contracte en approchant du périhélie pour se dilater à nouveau lorsqu'il s'en éloigne. Ainsi quand la Comète d'Encke, qui est périodique, commence à reparaître (à la distance du Soleil 1,4), son diamètre est environ 480.000 kilomètres ; au périhélie celui-ci tombe à 20.000 ou 22.000 kilomètres (à la distance 0,34) et le volume n'est plus alors que le 10.000e de sa valeur primitive, qu'il reprend d'ailleurs dans la suite (1). Les autres comètes présentent un phénomène analogue. John Herschel jugeait la contraction apparente et l'attribuait à une plus grande transparence des couches extérieures de la tête près du Soleil : l'explication définitive reste en suspens.

Fig. 135.

Le noyau peut être fort petit et même à peine visible : 150 kilomètres de diamètre par exemple ; parfois aussi il est aussi gros que la Terre, sans qu'il y ait jamais de rapport défini entre ses dimensions et celles de la tête : ainsi la grande comète de 1811 n'avait qu'un noyau de 685 kilomètres. Les noyaux cométaires changent du reste d'aspect très capricieusement.

Quant aux queues, d'ordinaire immenses, elles ont rare-

(1) Young, *General Astronomy*, éd. 1904, p. 439.

ment moins de 15 millions de kilomètres, parfois 10 fois plus : la queue de la comète de 1882 avait 150 millions de kilomètres de long (distance du Soleil à la Terre) avec 15 millions de kilomètres de diamètre à son extrémité et celle de la Comète de 1843 était deux fois plus grande encore.

5. Masses des comètes. — Les masses des corps célestes se déduisent généralement — et peuvent en principe toujours se déduire — des perturbations qu'ils exercent sur les autres astres. Or les comètes en éprouvent souvent, de la part des planètes, de considérables qui doivent nécessairement se traduire par des altérations correspondantes des orbites planétaires. Aucun effet de ce genre n'a pourtant été constaté : on a vu la Comète de Brooks (1889 V) traverser par exemple en 1886 tout le système des satellites de Jupiter sans y produire le plus léger changement, alors qu'elle-même subissait de telles perturbations que sa période de révolution passait de 27 ans à 7 ans.

Les masses des comètes sont donc excessivement faibles, certainement inférieures au $1/100.000^{e}$ de celle de la Terre : si elles atteignaient cette valeur, leurs effets auraient été observés et l'on peut affirmer sans crainte qu'elles ne doivent guère dépasser le $1/1.000.000^{e}$ de la masse terrestre (1).

Dans ces conditions, la densité de ces astres ne peut être que bien minime. Une comète, de diamètre 5 fois supérieur à celui de la Terre et de masse 250.000 fois moindre, aurait une densité moyenne inférieure au $1/9.000^{e}$ de celle de l'air, c'est-à-dire de l'ordre des meilleurs vides usuels. — Ceci pour la tête ; la queue est évidemment plus impalpable encore.

Il est arrivé à plusieurs reprises qu'une comète ait passé devant le Soleil (Comètes de 1819, 1826, 1910 Halley) : si la chevelure a semblé parfois (?) atténuer légèrement sa lumière, le noyau est toujours alors resté invisible. Les petites

(1) Young, ouvrage cité, pp. 440. — MM. A. F. et F. A. Lindemann ont cherché à évaluer par divers calculs plus ou moins hypothétiques la masse de la Comète de Halley : ils ont trouvé $1 : 3.10^{13}$ de la masse terrestre (*Monthly Notices*, t. LXXI, 1910, p. 156).

étoiles, vues au travers d'une tête cométaire (1), ne paraissent pas diminuer d'éclat, même tout près du noyau : elles diminuent cependant *un peu* et il y a certainement là une étude à faire qui donnerait des résultats intéressants.

Tout ce qui précède concerne la densité *moyenne* et ne s'applique pas aux parties constitutives des comètes. De petits corps, des pierres ou des poussières quelconques, métalliques ou non, séparés par de larges intervalles pourraient très bien avoir une densité globale aussi faible, tout en étant eux-mêmes fort denses. En fait, c'est sous la forme d'un essaim de pierres ou, si l'on préfère, d'un vol d'oiseaux migrateurs qu'on se représente le mieux les comètes (2).

6. Formation de la tête et de la queue. — Loin du Soleil, une comète n'est d'ordinaire qu'une petite nébulosité ronde,

Fig. 136. — Tête de la Comète 1862 II. Changements observés les 22 et 23 août 1862 (d'après le P. Secchi).

(1) Observation de J. Herschel sur la Comète de Biela qui passa devant un amas d'étoiles sans diminuer en rien l'éclat d'aucune (Sir Robert Ball, *The Story of the Heavens*, Londres, Cassell, 3e éd., 1887, p. 345). — Malgré bien d'autres observations de ce genre, on cite pourtant quelques cas de *très* légères diminutions d'éclat.

(2) Cette interprétation paraît avoir été proposée pour la première fois par le Baron von Reichenbach, dans les *Annalen der Physik* (Poggendorffs), t. CV, 1858, p. 438. Elle fut reprise en 1869 par P. G. Tait (*Proceedings of the Royal Society of Edinburgh*, t. VI, 1869, p. 553) qui la développa dix ans plus tard (même recueil, t. X, 1879, p. 367). Lockyer l'adopte également dans *The Meteoritic Hypothesis*, Londres, Macmillan, 1890, pp. 143 et 226.

à peine plus brillante au centre. Puis la condensation centrale se précise et la comète, en approchant du périhélie, augmente d'éclat. Dans la direction du Soleil, le noyau émet des jets et s'entoure d'enveloppes concentriques qui se suivent à intervalles de quelques heures. Avant l'expulsion de

Fig. 137. — Formation d'une queue cométaire aux dépens de la matière expulsée par la tête.

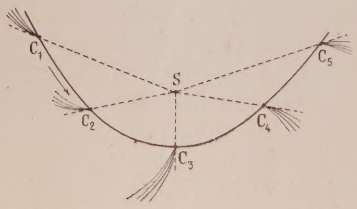


Fig. 138.

chaque enveloppe ou l'émission de chaque jet, le noyau paraît se contracter et devenir plus brillant ; souvent d'ailleurs il se dédouble.

Bientôt la matière émise par le noyau semble repoussée par le Soleil (fig. 136) : c'est elle qui forme la queue : celle-ci doit alors être creuse et, tout le long de l'orbite, son développement s'effectue conformément à la figure 137. La queue, à l'opposé du Soleil, semble toujours rester en arrière du noyau (fig. 138).

7. Force répulsive du Soleil. — Cette seule hypothèse que le Soleil repousse les particules de la queue suffit à rendre compte des formes des queues et, abstraction faite de la cause de la force répulsive, permet d'évaluer cette dernière dans chaque cas.

Proposons-nous en effet le problème inverse : *Trouver la forme de la queue connaissant la valeur de la force répulsive.*

Considérons une comète (fig. 139) qui se déplace le long de son orbite supposée parabolique. En M_1 le noyau, sous l'action de la force répulsive solaire, expulse une particule

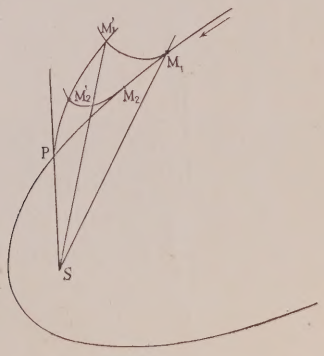


Fig. 139.

matérielle : celle-ci va décrire une hyperbole tangente en M_1 à l'orbite de la comète. Le grand axe $2a$ de cette hyperbole est connu : en effet, soient K le coefficient < 0, supposé donné, de la force répulsive, r le rayon vecteur et v la vitesse ; le principe des forces vives permet d'écrire, pour la particule :

$$\frac{1}{2}v^2 - \frac{K}{r} = -\frac{K}{2a}.$$

Pour le noyau resté sur l'orbite, on a, en choisissant les unités de façon convenable :

$$\frac{1}{2}v^2 - \frac{1}{r} = 0, \qquad \text{d'où} \qquad a = \frac{Kr}{2(K-1)}.$$

On doit alors, pour obtenir la trajectoire de M_1, construire

une hyperbole dont on connaît un point, la tangente en ce point, le foyer et la longueur du grand axe, problème n'offrant aucune difficulté. La trajectoire de M_1 est donc connue.

Cherchons maintenant le point M'_1, où la particule caudale issue de M_1 se trouvera (sur son hyperbole) quand le noyau sera parvenu (sur la parabole) de M_1 en P. Or M'_1 est déterminé par le principe des aires (puisque la force répulsive est centrale) : les aires des deux triangles curvilignes $M_1 S M'_1$ et $M_1 S P$ devant être égales, il est aisé de déduire de là M'_1.

De même une autre particule émise un peu après la première, le noyau étant en M_2, se trouvera en M'_2 (sur une nouvelle hyperbole) lorsque le noyau sera en P et ainsi de suite. — C'est donc le *lieu géométrique* de tous les points tels que M'_1, M'_2, etc. (représentant à un instant donné — l'instant où le noyau est en P — les positions des particules successivement expulsées) qui forme, à proprement parler, la queue.

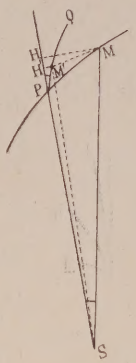


Fig. 140.

Ainsi la queue d'une comète n'est pas attachée à celle-ci comme un plumet à un casque ; ce n'est pas davantage la trajectoire réelle d'une suite de molécules émises à la suite les unes des autres comme celles d'un jet d'eau à orifice immobile ; son mode de formation rappelle plutôt le panache de fumée d'une locomotive, où les corpuscules matériels ne se meuvent pas tangentiellement à la direction du panache.

On s'explique de cette façon les formidables et surprenantes vitesses apparentes de l'extrémité de l'appendice caudal de certaines comètes. Le noyau de celle de 1843 par exemple parcourait 550 kilomètres par seconde au périhélie, presque au ras du Soleil ; la queue s'étendait à plus de 300 millions de kilomètres et la vitesse de son extrémité semblait comparable à celle de la lumière (1). Il n'y avait là qu'une illusion :

(1) C. Flammarion, *Astronomie populaire* (Paris, Flammarion), éd. 1881, p. 626.

ce n'était pas la même matière qu'on apercevait ainsi à deux instants successifs.

Montrons, pour terminer, que la queue doit bien être, comme on l'observe, tangente en P au rayon vecteur issu du Soleil S, c'est-à-dire nous apparaître opposée au Soleil. Abaissons de M et de M′ (fig. 140) les normales MH et M′H′ à SP prolongée. D'après le principe des aires, PM′ est parallèle à SM ; les angles MSP et M′PH sont donc égaux. Mais MH est infiniment petit par rapport à SM quand M est voisin de P ; donc M′H′ est infiniment petit par rapport à PM′, ce qui revient à dire que la queue PM′Q est tangente à SP.

8. Travaux de Bredichin. — Ainsi, de la connaissance du coefficient K on peut déduire la forme de la queue. On peut alors revenir au problème initial et, de la forme observée des queues remonter au coefficient K de la force répulsive : c'est ce qu'a tenté l'astronome russe Th. Bredichin (1) en 1877 et dans les années qui ont suivi. Bredichin a trouvé de cette façon, en étudiant quelques-unes des comètes les plus fameuses, compte tenu de la perspective, des valeurs de la force répulsive qu'il a rapportées à la gravitation solaire et qu'il a réparties en trois types (fig. 141).

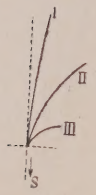


Fig. 141.

Le premier type comprend les queues presque rectilignes ; la répulsion y vaut de 12 à 15 fois, parfois 18 fois, la gravité solaire. Bredichin les croyait formées principalement d'Hydrogène.

Le deuxième type, de beaucoup le plus fréquent, correspond à une répulsion variant de 1,1 à 2,2 (avec la même unité) et les queues y seraient constituées par des gaz carbonés.

Enfin le troisième type, assez rare, révélerait des répulsions comprises entre 0,1 et 0,5 et s'observerait dans des queues

(1) *Annales de l'Observatoire de Moscou*, t. III, 1877, partie I, p. 37 et t. VI, 1880, partie I, p. 60. — Voir aussi : *Bulletin Astronomique*, t. III, 1886, p. 598.

cométaires fort incurvées que Bredichin attribuait à des vapeurs métalliques lourdes.

Cette classification, en tant du moins qu'elle vise à nous renseigner sur la composition chimique des queues des comètes, n'a sans doute pas grande portée. Bredichin a d'ailleurs plusieurs fois remanié lui-même ses chiffres, souvent assez discordants. Mais surtout il se pourrait — et c'est, on va le voir, bien probable — que la force répulsive dépendît de la surface des particules frappées et ne fût, par suite, pas invariablement liée à leur nature chimique.

9. Cause de la force répulsive. — La pression de radiation. — La première idée qu'on ait eue — qui paraît la bonne — fut celle lancée par Képler et reprise par Euler d'une pression due à la lumière solaire. On l'oublia vite et l'on pensa (Olbers en 1812, puis Bessel) à une force d'origine électrique, le Soleil et la matière cométaire étant supposés tous deux chargés et de même signe. A cet ordre d'idées se rattache la théorie cathodique, suggérée par l'observation spectroscopique, et d'après laquelle les queues des comètes ne seraient que des « rayons cathodiques » émis par le Soleil. Bien qu'une influence du bombardement électronique solaire paraisse probable, on préfère aujourd'hui admettre l'influence prépondérante de la pression de radiation, *directement* due au rayonnement solaire, pression dont l'entrée en jeu est par ailleurs certaine.

L'existence d'une pression exercée par le rayonnement sur les corps qu'il vient frapper a d'abord été établie théoriquement par Maxwell (1) (1873) comme conséquence de sa théorie électromagnétique de la lumière. On s'en rend compte assez simplement. Maxwell admet qu'une onde plane résulte de deux champs rectangulaires périodiques, normaux à la propagation, l'un électrique et l'autre magnétique. Quand la lumière vient frapper un corps absorbant, le champ électrique y fait naître un courant sur lequel le

(1) *Traité d'électricité et de magnétisme*, Paris, Gauthier-Villars, 1889, t. II, p. 495.

champ magnétique doit exercer une force mécanique précisément dans le sens de la propagation. — Le physicien italien A. Bartoli (1) (1883), se plaçant à un point de vue différent, a rattaché la pression découverte par Maxwell à la Thermodynamique et s'en est servi pour démontrer théoriquement la loi de Stefan. Il y a donc là une suite de doctrines parfaitement cohérentes et d'accord, nous allons le voir, avec l'expérience.

D'ailleurs, toutes les fois qu'il y a absorption de quantité de mouvement — ce qui a lieu dès qu'il y a transport d'énergie à distance — on constate une force $\frac{d(mv)}{dt}$ exercée sur la surface frappée. Une pression s'exerce ainsi dans le cas du son et aussi dans celui des ondes propagées au sein d'un liquide par une pierre qu'on y jette. On démontre du reste qu'à intensité égale du rayonnement, la pression est, pour une propagation à travers un milieu (cas où l'énergie est moitié cinétique moitié potentielle), deux fois moindre que pour une émission de corpuscules dont toute l'énergie est cinétique ; l'expérience permet donc ici de décider une fois de plus entre la théorie de l'émission de la lumière et celle des ondulations — en faveur de la seconde bien entendu (2).

La pression ne s'exerce que s'il y a absorption : l'énergie qui ne fait que passer emporte avec elle sa quantité de mouvement. Quand il y a pression, celle-ci peut évidemment être représentée par une force multipliée par une longueur, divisée par un volume : la pression doit donc être proportionnelle à la densité de l'énergie incidente. Maxwell a précisé cet énoncé et montré que la pression de radiation est numériquement *égale* à la quantité d'énergie contenue dans le rayonnement par unité de volume.

Calculons alors la pression exercée à la distance de la Terre, par les rayons solaires, sur une surface absorbante

(1) *Nuovo Cimento* (3), t. XV, 1884, p. 193.

(2) Voir par exemple : M. Planck, *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*, Leipzig (Barth), 1906, p. 58.

normalement exposée à ceux-ci. En admettant 2 calories (par min.) pour valeur de la constante solaire, il vient :

$$\frac{2 \times 4{,}2.10^7}{60 \times 3.10^{10}} \text{ ergs} : \text{cm}^3 = 0{,}4.10^{-4} \text{ dyne} : \text{cm}^2,$$

soit environ 0,4 mg. par mètre carré.

Pour une surface réfléchissante, l'effet est doublé — tout comme la variation de la quantité de mouvement.

10. Vérifications expérimentales. — La mise en évidence directe de cette force si faible fut longtemps tentée sans succès : elle a été enfin réalisée par P. Lebedew (1) en 1900, puis indépendamment par E. F. Nichols et G. F. Hull (1901) (2). L'expérience est fort délicate : l'appareil se compose d'un fil muni de palettes noires à droite, blanches à gauche et suspendu dans une ampoule vide d'air (pour éliminer les courants de convection). On fait tomber la lumière sur les palettes et on note la déviation équilibrée par la torsion du fil, déviation qui s'est montrée conforme aux prévisions (3).

Une autre expérience consiste à envoyer un faisceau lumineux sur de la poudre de lycopode contenue dans un sablier où l'on a fait le vide : le jet est effectivement dévié.

11. Effets de la pression de radiation sur les très petits corps. — Plus un corps est petit, plus l'action de la pression de radiation sur lui est importante : le rapport de cette pression à la gravitation est en effet pour une sphère de diamètre d en raison inverse de d, puisque la pression est proportionnelle à la surface et la gravitation au volume.

A la surface du Soleil, le rayonnement est $(216)^2$ fois plus intense que sur la Terre, la gravité 27 fois supérieure : on

(1) *Rapports présentés au Congrès de Physique de 1900*, t. II, p. 133.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XVII, 1903, p. 315 et t. XVIII, 1903, p. 352 (expérience du sablier).

(3) L'appareil ressemble un peu au *radiomètre* des vitrines des opticiens. Mais le radiomètre, fondé sur la théorie cinétique des gaz, ne fonctionne que dans un vide partiel. Les forces qui le font tourner sont beaucoup plus grandes que la pression de Maxwell-Bartoli (Lebedew et Nichols et Hull ont même dû éviter leur intervention). De plus elles agissent en sens *inverse* de la pression de radiation.

calculerait aisément que, pour les corps de dimensions linéaires de l'ordre de 1 μ, la pression de Maxwell-Bartoli finit par l'emporter sur l'attraction newtonienne et d'autant plus nettement qu'il s'agit de corps plus petits. — Parmi les matériaux de toutes dimensions dont se compose vraisemblablement la tête d'une comète — séparés par de larges intervalles et voyageant de conserve — le Soleil fait donc un tri, respectant les plus gros et rejetant au loin, sous forme de queue, les plus petits. Telle est, en substance, l'explication des queues des comètes.

L'importance de la pression lumineuse ne croît pourtant pas indéfiniment quand le diamètre des corpuscules frappés diminue. Lorsque ceux-ci sont de l'ordre des longueurs d'onde de la lumière, la diffraction intervient et K. Schwarzschild (1) a établi que la pression était maximum pour $d = \frac{\lambda}{3}$, λ étant la longueur d'onde des radiations incidentes. On pourrait alors croire que la pression de radiation ne s'exerce pas sur les gaz dont les molécules n'ont guère que 10^{-8} centimètre de diamètre et sont bien plus petites que la limite ci-dessus. Il n'en est rien : les gaz donnent lieu à une absorption sélective (2) qui vient compenser l'influence inverse de la diffraction et Lebedew (3) a réussi à montrer, par une expérience très délicate, que la lumière exerçait aussi sa pression sur les molécules gazeuses. Seulement, en raison du très faible pouvoir absorbant des gaz (ou autrement dit de leur transparence), la force ainsi décelée est minime, le 1/100e à peine de celle correspondant aux poussières solides : encore s'agissait-il de gaz à la pression atmosphérique et la matière cométaire, si elle est gazeuse, est sûrement à des pressions considérablement inférieures... Quelle que soit cependant la portée objective de la découverte de MM. Debye et Lebedew, on peut dire qu'elle laisse en suspens la question de savoir si les queues des comètes sont formées de poussières solides ou de simples molécules gazeuses. Nous reviendrons sur ce point (§ 15).

(1) *Sitzungsberichte der Münchener Akademie*, t. XXXI, 1901, p. 293.
(2) P. Debye, *Annalen der Physik*, 4e série, t. XXX, 1909, p. 57.
(3) *Astrophysical Journal*, t. XXXI, 1910, p. 385.

12. Nature de la lumière des comètes. — Les comètes brillent-elles d'une lumière propre ou ne font-elles que réfléchir celle du Soleil?

Dans le premier cas, leur éclat intrinsèque ne devrait pas changer quand elles s'éloignent du Soleil : elles deviendraient plus petites, mais non pas moins brillantes. Or c'est le contraire que révèle l'observation : une comète qui s'éloigne cesse bientôt d'être visible, en raison de sa faiblesse et non de la petitesse de son diamètre apparent. De plus la lumière des têtes des comètes et celle des parties les plus brillantes de la queue est partiellement, mais nettement polarisée (1) (Arago, Secchi, etc.) : c'est donc, semble-t-il, de la lumière solaire réfléchie ou diffusée à la fois par les poussières et les molécules gazeuses constituant la queue.

Mais la lumière réfléchie n'est pas seule. S'il en était ainsi, l'éclat apparent d'une comète serait strictement et toujours proportionnel à $\frac{1}{r^2\Delta^2}$, r étant la distance au Soleil, Δ la distance à la Terre. Or cette loi se vérifie bien à peu près, mais non pas constamment : on constate souvent de brusques et capricieuses variations de l'éclat qui, pendant quelques heures, peut osciller dans le rapport de 1 à 8 pour retrouver bientôt sa valeur initiale (Comètes Pons-Brooks de 1883 (2); Holmes de 1892 (3) et bien d'autres). Enfin et surtout, les spectres des comètes prouvent que ces astres émettent également une lumière propre.

13. Spectres des comètes. — En effet le spectre d'une comète (4) se compose en général de deux parties :

(1) P. Salet, *Spectroscopie Astronomique*, p. 328. — Cette observation est facile sur les belles comètes : nous l'avons faite nous même sans peine, avec un polariscope de Savart-Cornu, sur la comète 1910 a.

(2) *Astronomische Nachrichten*, t. 107, 1883, n° 2553, p. 131 (Observations de Chandler et de Schiaparelli).

(3) J. Palisa, *Astronomische Nachrichten*, t. 132, 1893, n° 3145, p. 15 et n° 3146, p. 31 ; W. F. Denning, *Observatory*, t. XVI, 1893, p. 142.

(4) On trouvera des renseignements très complets sur toute cette question dans la Thèse de Doctorat de M. F. Baldet, Paris, 1926 (Imprimerie H. Tessier, Orléans).

1° Un fond continu, plus intense dans le noyau et la tête, dû à la lumière solaire réfléchie et où les principales raies de Fraunhofer s'observent parfois quoique rarement (1). — Le spectre du noyau est, à cette restriction près, presque toujours continu. On y note souvent toutefois quelques radiations d'origine inconnue.

2° Un spectre de bandes brillantes, superposé d'ordinaire à celui-là (fig. 142). Ce sont surtout les bandes attribuées

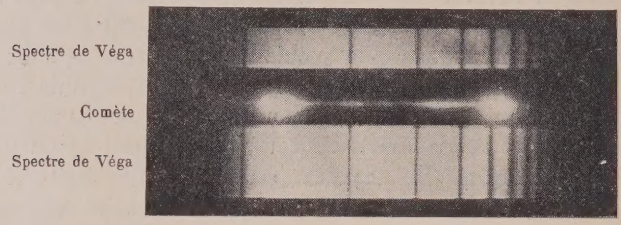


Fig. 142. — Spectre photographique de la Comète de Brooks de 1911 (J. Bosler).

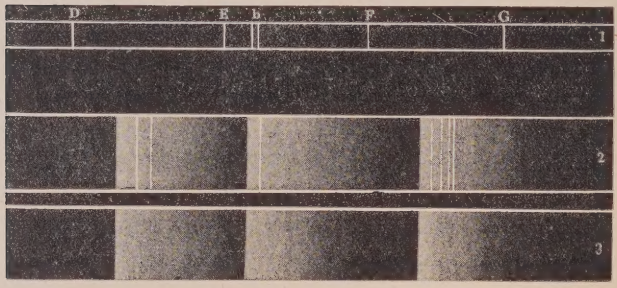


Fig. 143. — Spectre ordinaire des Comètes (3) comparé à celui du Soleil (1) et au spectre de Swan du Carbone (2).

autrefois aux hydrocarbures et peut-être dues en réalité au Carbone : elles forment ce qu'on appelle le Spectre de Swan (fig. 143) et on les voit aisément en observant au spectroscope le cône bleu de la flamme d'un brûleur Bunsen

(1) W. Huggins, *Report of the British Association*, 1881, p. 520 (Comète Tebbutt, 1881, III).

(fig. 143). Les principales de ces bandes ont pour longueurs d'onde :

λλ 6188 5635 5165 4737 4382 Å

La verte est la plus brillante (λ 5165) ; viennent ensuite la bleue λ 4737 et la jaune λ 5635. On remarque aussi très souvent la forte bande ultra-violette λ 3883 du Carbone, généralement attribuée au Cyanogène, et aussi une bande de l'Azote λ 391.

Les comètes qui s'approchent très près du Soleil montrent souvent, surtout au voisinage de leur périhélie, des raies métalliques brillantes : par exemple les raies D du Sodium, les raies vertes du Magnésium (?) et aussi quelques raies du Fer. Tel a été le cas pour la Comète de Wells en 1882 (1), pour la belle Comète de 1910 (2) (raies du Na) ou pour la grande Comète de 1882 (3) (Na et Fe).

Enfin certaines comètes ont parfois révélé des spectres d'allure anormale. Ainsi la Comète de Holmes, en 1892 (4), présentait un spectre continu, sans raies ni bandes sombres ou brillantes. Au contraire, la Comète de Morehouse, en 1908 (5), ne montrait autant dire pas de spectre continu du tout, même dans le noyau ; en revanche, un spectre nouveau apparaissait, que M. Chrétien avait déjà soupçonné dans la Comète Daniel de 1907, que l'on revit en 1910 dans la Comète de Halley, en 1911 dans celle de Brooks, et dans quelques autres depuis.

Ce spectre insolite était formé de quelques doublets isolés, assez énigmatiques. M. A. Fowler (6) a pu le reproduire dans

(1) H.-C. Vogel, *Astronomische Nachrichten*, t. 102, 1882, n° 2434, p. 159 et n° 2437, p. 199.

(2) H. Deslandres, A. Bernard, L. d'Azambuja, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 150, 1910, p. 253.

(3) R. Copeland et J.G. Lohse, *Copernicus* (de Dublin), t. II, 1882, p. 235.

(4) J. Keeler, *Astronomy and Astrophysics*, t. XI, p. 929.

(5) Voir notamment F. Quénisset et F. Baldet, *Comptes Rendus*, t. 147, 1908, p. 1033 ; H. Chrétien, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 22, 1908, pp. 420, 534 ; H. Deslandres et J. Bosler, *Comptes Rendus*, t. 147, 1908, p. 951. — Voir aussi les *Comptes Rendus* de 1910 et 1911.

(6) *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, t. LXXV, 1915, p. 360.

son laboratoire de Londres : c'est celui de l'Oxyde de Carbone à très basse pression (0,0001 mm. de mercure). Aux pressions plus fortes, le même gaz montre le spectre de Swan — sans qu'il y ait d'ailleurs d'hydrogène dans le tube employé — ce qui prouve bien que ce dernier spectre n'est pas dû aux hydrocarbures.

Ainsi donc il y a certainement dans les comètes du Carbone, de l'Azote et des métaux. La présence de l'Oxygène est probable, celle de l'Hydrogène assez douteuse. Le fait qu'on y trouve du Carbone est suggestif en raison de l'importance extrême de cet élément dans les phénomènes de la vie.

14. Causes de la lumière propre des comètes. — Les raies métalliques des comètes qui s'approchent très près du Soleil sont évidemment dues à ce que les éléments correspondants se vaporisent sous l'influence de la chaleur solaire. La température d'un corps noir, là où on les voit, dépasse en effet — parfois de beaucoup — 2500° : un corps solide n'a donc pas besoin d'être absolument « noir » pour se trouver, dans ces régions, à peu près entièrement volatilisé.

Mais les bandes carbonées ne sont sûrement pas dues à cette cause, car elles faiblissent au voisinage du Soleil (1). Elles proviennent, selon toute vraisemblance, de décharges électriques intermittentes émanant sans doute du Soleil et analogues à celles d'une bobine de Ruhmkorff à travers un tube de Geissler.

Les expériences de E. Wiedemann, reprises par B. Hasselberg (2), semblent concluantes. Si dans un tube à vide on introduit, avec du Sodium, un mélange d'oxyde de carbone et d'hydrocarbures, ces gaz se montrent *seuls* au début dans le spectroscope ; mais, quand on vient à chauffer le tube, leur spectre disparaît pour faire place à celui du Sodium. Les mêmes recherches ont aussi prouvé que la présence de l'oxyde de carbone modifie le spectre des hydrocarbures

(1) Ce fut le cas pour la Comète Wells de 1882, entre autres (*Copernicus*, t. II, 1882, p. 229).

(2) *Astronomische Nachrichten*, t. 102, 1882, n° 2441, p. 259.

d'une manière qui avait été précisément constatée chez les comètes et avait paru fort singulière : elle déplace légèrement vers le violet le maximum d'intensité de chaque bande (1). Mais toutes les raies de l'oxyde de carbone ne figurent pas dans les spectres des comètes et le déplacement apparent des bandes cométaires n'est très probablement qu'un effet de la largeur plus grande des fentes des spectroscopes astronomiques, ainsi que M. H. Kayser (2) l'a établi un peu plus tard.

Nous avons dit que les têtes cométaires étaient vraisemblablement formées de matériaux solides épars : ceux-ci ne peuvent guère être que des *météorites*, comme on le verra mieux encore par la suite. — Or, en introduisant des aérolithes provenant des collections minéralogiques dans des tubes de Geissler, H. C. Vogel (3) puis Sir N. Lockyer (4) et d'autres savants avec eux sont parvenus à reproduire, à très peu de chose près, le spectre usuel des comètes : cette constatation n'a pas besoin d'être soulignée.

Tait et plus tard Lockyer (5) avaient même pensé que les chocs mutuels des météorites d'un essaim cométaire suffiraient à les porter à l'incandescence et à faire apparaître les spectres observés. La gravitation des divers matériaux vers le centre de l'amas pourrait en effet amener un résultat de ce genre ; il est également très vraisemblable que les comètes rencontrent sur leur route de nombreuses météorites errantes.

De toute façon, les gaz dont on voit le spectre ne constituent probablement qu'une portion infime de l'astre entier : il ne faut pas perdre de vue que le spectroscope ne nous

(1) *Mémoires de l'Académie Impériale de Saint-Pétersbourg*, t. XXVIII, 7e série, n° 2, p. 66. — Voir aussi : J. Scheiner, *Die Spektralanalyse du Gestirne*, Leipzig, Engelmann, 1890, p. 234.

(2) *Astronomische Nachrichten*, t. 135, 1894, n° 3217, p. 1, et n° 3229, p. 221.

(3) *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, t. II, 1881, n° 8, p. 181.

(4) *The Meteoritic Hypothesis*, Londres, Macmillan, 1890, p. 49. — Voir aussi A. W. Wright, *American Journal of Science*, série 3, vol. X, 1875, p. 44 et aussi vol. IX, p. 294.

(5) *Loc. cit.* (Voir plus haut § 5).

apprend rien sur la composition *quantitative* des astres. Certains éléments manifestent leur spectre plus aisément que d'autres. Dans un mélange porté à l'incandescence de solides, de liquides et de gaz, ces derniers brillent les premiers, bien avant que les solides ou les liquides donnent leur spectre continu : des quantités énormes de matière échappent ainsi à l'observation.

15. Luminosité des queues. — On attribue d'ordinaire, nous l'avons dit, les queues cométaires à des particules ultramicroscopiques, des poussières ou des fumées. Mais la pression Maxwell-Bartoli agissant aussi sur les gaz, M. Ch. Fabry (1) s'est demandé si la matière de la queue ne pourrait pas être gazeuse.

L'explication de la lumière serait alors celle que Lord Rayleigh a donnée autrefois pour la couleur bleue du Ciel et où seules les *molécules* de l'air interviennent. Le point capital sur lequel M. Fabry insiste à juste titre est que la quantité de lumière diffusée par les gaz est beaucoup plus forte qu'on ne le croit généralement. Ainsi l'air d'une salle de 1.000 mètres cubes, s'il pouvait conserver la nuit la luminosité qu'il emprunte le jour au Soleil, suffirait à donner à lui seul une intensité de 80 bougies, c'est-à-dire un éclairement raisonnable. — M. Fabry calcule de cette façon qu'une queue de comète de 20 rayons terrestres d'épaisseur et d'une densité de 10^{-11} (par rapport à l'air) se verrait fort bien, si on la supposait gazeuse et diffusant comme le Ciel la lumière solaire.

L'élégance de cette interprétation saute aux yeux. Pourtant l'extrême faiblesse de la pression de radiation sur les gaz, conséquence de leur transparence, ne saurait être perdue de vue et il est vraisemblable que les particules solides et aussi les phénomènes cathodiques jouent dans les queues cométaires un rôle important.

Quoi qu'il en soit, tout danger de rencontre de la Terre avec la queue d'une comète peut être regardé comme illu-

(1) *Journal de Physique*, 5e série, t. VII, 1917, p. 89.

Comète Borrelly de 1903, 24 juillet 1903.
(Observatoire Yerkes).

soire. Une telle éventualité a souvent provoqué les craintes du public — quelque peu exagérées par des journalistes en quête de copie. A plusieurs reprises, la Terre a traversé des queues de comètes, notamment celle de la Comète de Halley, le 19 mai 1910 : rien d'anormal n'a jamais été constaté ici-bas, si ce n'est parfois une certaine recrudescence du nombre des étoiles filantes (1).

La matière caudale rencontre par ailleurs, à n'en pas douter, dans l'espace interplanétaire, d'autres matériaux, solides probablement, si espacés soient-ils, qui la dévient de sa route : on ne peut guère s'expliquer autrement les déformations étranges autant qu'inattendues éprouvées par les queues de certaines comètes et dont la Comète de Brooks (2) de 1893, puis celle de Morehouse (3) surtout en 1908 sont des exemples bien connus.

16. Disparition graduelle des queues cométaires. — Un fait certain — et capital — c'est que la Queue est formée de matériaux expulsés par la Tête. Les comètes périodiques sont, à chacun de leurs retours, de moins en moins pourvues de queues : elles finissent même à la longue par ne plus en avoir du tout et l'absence de queue est le caractère le plus apparent qui distingue la grande majorité d'entre elles. Le phénomène a été observé dans son évolution progressive à bien des reprises (Pl. XXVI) : un des cas les plus nets a été celui de la Comète de Halley (Pl. XXVII) qui possédait, en 1680 et à ses apparitions antérieures, une queue formidable que l'on vit successivement décroître en 1758, 1835 et enfin en 1910, année où cet astre fameux serait resté presque inaperçu sans le souvenir de son histoire passée.

En même temps que les comètes périodiques perdent leur

(1) Comme ce fut le cas pour l'averse d'étoiles filantes qui signala le passage de la Comète de Biela tout près de l'orbite terrestre (voir p. 458).

(2) Photographiée par E. E. Barnard.

(3) Voir par exemple : F. Quénisset et F. Baldet, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 147, 1908, p. 1033. — Et aussi *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 22, 1908, *passim*. — Nous reviendrons du reste sur cette question à propos de la désagrégation des comètes.

queue, leur tête et leur noyau deviennent de plus en plus faibles. Il résulterait de tout cela, si l'on n'en avait pas d'autres preuves, que les comètes, prises individuellement, et en réalité comme en apparence, ne peuvent être dans l'Univers que des phénomènes éphémères... Mais nous en arrivons maintenant aux problèmes qui touchent de près la nature et le rôle cosmogonique des comètes et il semble que ce soit l'étude détaillée des orbites qui puisse nous apporter là-dessus les plus utiles éclaircissements.

17. Groupes et Familles de comètes. — Il arrive parfois que plusieurs comètes suivent la même orbite : elles la parcourent en file indienne, à intervalles plus ou moins longs, comme si elles n'en avaient jadis formé qu'une seule, disloquée dans la suite, hypothèse que nous verrons bientôt (1) être exacte. L'exemple le plus célèbre de cette association est celui des grandes comètes de 1668, 1843, 1880 et 1882, auxquelles il faut peut-être ajouter la petite comète observée en Egypte à l'éclipse de 1882 (2) : toutes ces comètes avaient presque exactement la même orbite, remarquable d'ailleurs par sa très faible distance-périhélie.

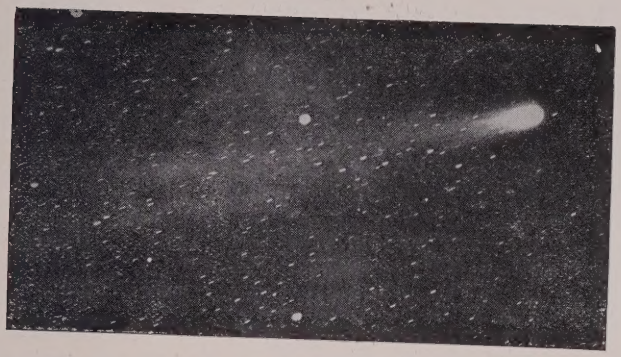
Les comètes d'un groupe ne sauraient répondre aux apparitions successives d'un même astre, car leurs périodes sont généralement énormes (500 à 1000 ans) et très supérieures aux intervalles des réapparitions. Ce sont donc bien des astres distincts.

A côté de ces *groupes*, il existe des *familles* de comètes qui, sans parcourir comme les précédentes la même trajectoire, ont leurs aphélies et aussi leurs nœuds (ascendants ou descendants) dans le voisinage de l'orbite d'une des grosses planètes : ces comètes ont donc pu passer autrefois, à une époque plus ou moins reculée, à proximité de la planète.

Les orbites d'une même famille n'ont d'autre point de

(1) Voir p. 457.

(2) Cette petite comète fut inopinément photographiée par Sir A. Schuster en Egypte, en même temps que la Couronne solaire (Todd, *Stars and Telescopes*, p. 202); W. Meyer a établi qu'elle faisait partie du groupe en question (*Astronomische Nachrichten*, t. 114, 1886, n° 2717, p. 69).



Beyrouth, Syrie.

Honolulu, Iles Hawaï.

Yerkes, près de Chicago.

Transformations éprouvées par la queue de la Comète de Halley, le 6 juin 1910.
(Cliché de l'Observatoire Yerkes).

ressemblance que la valeur de leur grand axe (ou, ce qui revient au même, la durée de leur période de révolution) et la possibilité qu'elles offrent à la comète d'approcher la planète. — Jupiter a ainsi une famille de 36 comètes, toutes invisibles à l'œil nu. On croyait, il n'y a pas longtemps encore, que les autres planètes étaient dans le même cas : à Saturne se seraient rattachées 2 comètes, à Uranus 3, à Neptune 6 ou 7 (dont la Comète de Halley). Nous allons voir que cette opinion n'est sans doute pas fondée et que, selon toute vraisemblance, seul Jupiter a une « famille » authentique.

18. Capture des comètes par les planètes. — Les recherches approfondies de nombreux théoriciens et en particulier celles de Laplace (1), de H.-A. Newton (2), de F. Tisserand (3) et de O. Callandreau (4) ont jeté une vive lumière sur l'inter-

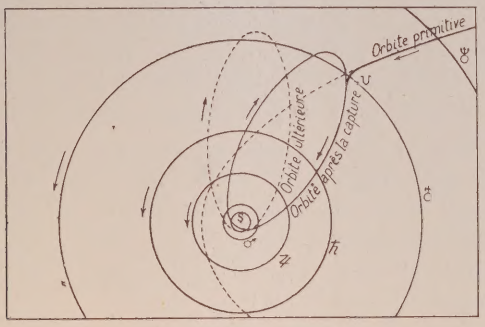


Fig. 144. — Capture d'une comète par une grosse planète.

prétation de ces faits et l'on regarde aujourd'hui comme établi que les comètes périodiques d'une même famille parcouraient à l'origine des orbites paraboliques et qu'elles ont

(1) Les recherches de Laplace, continuées par Le Verrier, eurent pour origine la Comète de Lexell, capturée par Jupiter en 1779.
(2) *American Journal of Science*, série 3, t. XLII, 1891, pp. 183, 482.
(3) *Bulletin Astronomique*, t. VI, 1889, pp. 241, 289.
(4) *Annales de l'Observatoire de Paris*, t. XX, 1892, p. B. 1.

été capturées puis définitivement annexées par la planète à laquelle elles paraissent se rattacher.

Quand une comète, arrivant de l'infini sur une orbite parabolique, vient à passer près d'une grosse planète (fig. 144), l'action perturbatrice de celle-ci peut soit accélérer soit retarder son mouvement. Dans le premier cas, l'orbite devient hyperbolique et la comète disparaît pour toujours. Dans le second cas, l'orbite devient elliptique, partant périodique, et la comète revient à intervalles réguliers non loin du point où eut lieu la première approche. A la deuxième, il y a encore à peu près égalité de chances pour que la vitesse soit accélérée ou retardée : si elle est accélérée, la comète risque de nouveau de devenir hyperbolique et de disparaître ; si elle est retardée, le grand axe éprouve une seconde diminution et la période également. Et ainsi de suite.

Ces divers phénomènes font intervenir des questions de probabilités. H.-A. Newton leur a appliqué ce genre de considérations et il a trouvé que si les vitesses paraboliques initiales étaient supposées distribuées au hasard, le nombre des comètes recensées, de périodes inférieures à P, devait être proportionnel à $\sqrt[3]{P}$. Si donc on forme une suite de durées 0, 10, 80, 270, 640 ans, etc., telles que leurs racines cubiques soient en progression arithmétique, les nombres de comètes de périodes comprises entre deux de ces durées consécutives doivent être tous égaux. Or l'observation a fourni les résultats suivants :

Périodes	0—10 ans	10—80 ans	80—270 ans
Nombre de comètes.	59	12	5

Périodes	270—640 ans	640—1250 ans	1250—2160 ans
Nombre de comètes.	11	11	5

On voit que ces chiffres sont à peu près du même ordre, sauf le premier. Mais celui-là doit en réalité être plus fort que les autres, car H. A. Newton remarque à juste titre que les comètes à très courte période doivent être exceptionnellement fréquentes par suite des rencontres ultérieures, non

envisagées par lui, qui ont dû, à de nombreuses reprises, succéder à la capture initiale.

D'autres points méritent d'attirer l'attention. Les inclinaisons des comètes à courte période doivent être en général faibles, car les chances de capture sont alors évidemment plus grandes. La même raison veut que les mouvements de ces comètes soient en majorité directs, comme ceux des planètes elles-mêmes : la vitesse relative de la comète par rapport à la planète en situation de la capturer est dans ce cas plus faible et l'influence perturbatrice peut alors se faire plus longtemps sentir. — La réalité vérifie encore ces prévisions : l'inclinaison orbitale moyenne des comètes à courte période est 13°,9 et toutes sont directes. Par contre, l'inclinaison moyenne des comètes de période supérieure à 10 ans est voisine de 90°, c'est-à-dire que leurs orbites sont distribuées au hasard.

La théorie de la Capture semble donc confirmée par l'observation ; d'autres faits, sur lesquels nous aurons à nous étendre, lui apportent un nouvel appui : aussi est-elle considérée aujourd'hui comme une des mieux établies de l'Astronomie cométaire.

19. Influence relative des différentes planètes. — Le Calcul des Probabilités montre également quelle doit être, dans l'ensemble des comètes capturées, la part respective de chaque planète. On trouve ainsi (1) que la grosse majorité des comètes périodiques a été capturée par Jupiter, une comète sur 40 par Saturne, une sur 4.000 par Uranus et Neptune réunis. Les autres planètes : Mars, la Terre, etc. sont trop petites pour avoir jamais eu une influence appréciable.

On croyait jusqu'ici pouvoir attribuer à Saturne, à Uranus (2) et à Neptune la capture d'assez nombreuses comè-

(1) H. N. Russell, *Astronomical Journal*, t. XXXIII, 1920, p. 49.

(2) C'est ainsi qu'on parle souvent, à la suite de Le Verrier (*Comptes Rendus*, t. 64, 1867, p. 94), de la capture de la Comète de Tempel par Uranus (fig. 144) en 126 ap. J.-C. — Cette comète a donné naissance à l'essaim des Léonides; mais elle ne se trouvait pas, *en 126*, assez près d'Uranus pour avoir pu être capturée par lui.

tes : cela tenait à ce qu'on envisageait surtout les positions des aphélies, sans tenir un compte suffisant des plans orbitaux, qui interviennent évidemment. Ainsi aucune des 7 comètes de la prétendue famille de Neptune n'approche de l'orbite de cette planète à moins de 4 unités astronomiques : elles passent donc toutes très loin. Quant à celles capturées par Saturne, il doit y en avoir (une sur 40 avons-nous dit) ; mais il est probable que l'action prépondérante de Jupiter s'est fait sentir ultérieurement, de sorte qu'il est impossible actuellement de les distinguer de la famille de Jupiter.

20. Origine des comètes. — De tout ce que nous venons de dire, il résulte que ce sont les comètes paraboliques qui constituent le phénomène primitif. Seules restent dans notre système — tout au moins dans la partie de notre système accessible à nos regards — les comètes capturées et celles-là sont en majorité celles qui se trouvaient initialement dans les meilleures conditions orbitales pour l'être, c'est-à-dire qui parcouraient des orbites directes et peu inclinées sur l'écliptique. L'existence des comètes périodiques n'est ainsi que l'effet naturel d'une évolution régulière tout à fait comparable à ce qu'est, dans le monde organique, la « survivance du plus apte ».

La question se pose dès lors de savoir d'où nous viennent les comètes sensiblement paraboliques, celles qui, avant toute capture, nous apparaissent pour la première fois.

C'est là un gros problème qui a, depuis des siècles, préoccupé les astronomes les plus illustres et qui est encore loin de sa solution.

La première idée qui vienne est celle soutenue autrefois par Laplace (1). Les comètes seraient étrangères au Système Solaire : elles arriveraient des espaces interstellaires ; ce seraient des masses vagabondes errant d'étoile en étoile.

Tout d'abord, s'il en est ainsi, chaque voyage de ce genre doit être fort long. Sirius, par exemple, est une des étoiles les plus proches : or, pour franchir, sous l'influence de la

(1) Addition à la *Connaissance des Temps pour 1816* : « Sur les Comètes ».

seule gravitation solaire, la moitié de la distance qui nous en sépare, un mobile mettrait 70 millions d'années. C'est beaucoup... sans que l'objection soit insurmontable.

On en a soulevé une plus grave. En raison du déplacement d'ensemble du Système Solaire vers l'Apex (1), les vitesses initiales des comètes par rapport au Soleil devraient être de l'ordre de celle du système entier, soit 20 km./sec. Mais le seul fait de posséder, à grande distance du Soleil, une vitesse initiale relative *non nulle* suffit à faire parcourir à un corps une orbite hyperbolique. Ces orbites-là devraient alors être en majorité.

Or cela n'est pas. Les recherches de MM. Louis Fabry (2), G. Fayet (3), E. Strömgren (4) ont établi qu'il n'existe aucune comète fortement hyperbolique et que, si l'on examine de près les cinq ou six qui ont été reconnues l'être faiblement, on s'aperçoit, en remontant le cours de leur histoire, qu'elles ont *toujours* subi, de la part de quelque grosse planète, une suite de perturbations auxquelles elles doivent leur caractère orbital actuel. Avant ces perturbations (dont on a, dans chaque cas, pu fixer la date), toutes les comètes connues décrivaient des orbites elliptiques ou au moins paraboliques. — Il faut d'ailleurs ajouter qu'à mesure que les observations et les calculs gagnent en précision, la proportion des comètes elliptiques augmente singulièrement (5) : les orbites paraboliques étaient de beaucoup les plus nombreuses autrefois ; elles ne sont plus guère aujourd'hui que dans la proportion de une sur deux.

On a dit encore que si les comètes venaient de l'espace interstellaire, le mouvement du Soleil vers l'Apex amènerait une concentration apparente de leurs périhélies dans la direction contraire. Ceci non plus ne se vérifie pas : il y a bien une légère tendance dans ce sens ; mais elle

(1) G. V. Schiaparelli, *Rendiconti del Reale Istituto Lombardo*, série II, t. VII et *Bulletin Astronomique*, t. VII, 1890, p. 285.

(2) *Thèse Paris*, 1893.

(3) *Thèse Paris*, 1906.

(4) *Publikationer og mindre Meddelelser fra Kœbenhavns Observatorium*, nº 19, Copenhague, 1914.

(5) A. O. Leuschner, *Adolfo Stahl Lectures etc.* (déjà citées), p. 203.

existe aussi du côté diamétralement opposé : or ces positions des périhélies correspondent justement aux époques de l'année où les observations cométaires, généralement faites au voisinage du périhélie, sont les plus faciles, de sorte que la prédominance alléguée perd toute signification (1).

Ce qui précède semble prouver clairement que les comètes *que nous observons* participent au mouvement général du Système Solaire vers l'Apex. On a ainsi imaginé qu'il existait autour du Soleil, à quelques milliers d'unités astronomiques — bien plus près que la plus prochaine étoile — une couche sphérique d'où nous viendraient les comètes. Le Soleil serait donc enveloppé d'une espèce de cocon qui, de temps à autre, laisserait tomber sur lui une comète. Ce serait là le « Home des Comètes » (2). Si étrange que puisse paraître cette idée, elle n'est que la traduction littérale des faits matériels : ce n'est même pas une hypothèse, mais une manière commode de dépeindre la réalité objective, telle que les recherches modernes l'ont révélée.

Devons-nous conclure de là, comme on le fait très généralement, que les comètes font partie de notre système et ne sauraient venir, ne disons pas des étoiles, mais de l'espace interstellaire ? Nullement, et Schiaparelli (3) — qui, justement, a établi la fausseté du raisonnement de Laplace — a présenté à cet égard une remarque aussi simple que suggestive.

Beaucoup de comètes quittent *sûrement* à tout jamais le Système Solaire. Le phénomène ne saurait se poursuivre indéfiniment sans contre-partie ; il serait bien surprenant que l'inverse n'eût pas lieu...

Supposons donc que, dans chaque million d'années, il nous vienne du dehors 1.000 comètes paraboliques dont, par suite de captures, 500 deviennent elliptiques et 500 hyperboliques. Ces dernières disparaîtront pour toujours, mais les autres reviendront et c'est là l'important. Après 10 millions d'années, pendant le 11e million, nous aurons toujours

(1) L. Fabry, *loc. cit.*, p. 193.
(2) Le nom est de B. Peirce (Young, *loc. cit.*, p. 455).
(3) *Bulletin Astronomique*, t. XXVII, 1910, p. 194 et p. 241.

500 comètes hyperboliques, alors que le nombre des comètes devenues elliptiques se sera élevé à 5.000 *au moins* (car certaines reviendront plusieurs fois). — Ainsi la prédominance, dans les catalogues de comètes, des orbites elliptiques est très naturelle et n'a pas en tout cas la signification qu'on lui prête. Il nous arrive déjà, de l'espace interstellaire, de petits corps isolés — certains bolides (1) — qui suivent des orbites hyperboliques ; il nous en arrive d'autres (2), formés sans doute d'essaims de matériaux analogues — les comètes — qui suivent des orbites paraboliques : voilà ce que nous croyons savoir et ce qui paraît en résulter, c'est que les météorites s'agglomèrent surtout en essaims lorsque leur mouvement est sensiblement égal et parallèle à celui du Soleil lui-même...

On le voit, le raisonnement de Schiaparelli nous ramène au fond à l'idée de Laplace, débarrassée, il est vrai, de l'erreur qui l'avait fait écarter. Le tout est de s'entendre : les comètes que nous voyons appartiennent certes toutes depuis longtemps à notre système ; cela ne prouve pas qu'elles lui aient toujours appartenu et, pour peu qu'on réfléchisse à l'admirable mécanisme de la Capture, il semble bien que le contraire soit vrai.

Nous ne pouvons cependant pas dire que nous savons positivement d'où viennent et comment naissent les Comètes. Nous sommes, par contre, beaucoup mieux renseignés sur la manière dont elles périssent : tel sera l'objet du Chapitre suivant.

(1) Voir plus loin, p. 473.

(2) Voir là desssus : J. J. von Littrow, *Die Wunder des Himmels*, Stuttgart, Hoffmann, 5e éd., 1866, pp. 726-727.

CHAPITRE VII

LES MÉTÉORES OU ÉTOILES FILANTES

1. Historique et généralités. — Il ne se passe pas de belle nuit, l'été surtout, sans qu'un observateur attentif du Ciel ne voie des étoiles filantes (1). Une étoile qu'on n'avait pas remarquée semble se détacher des autres et tomber plus ou moins obliquement sur la Terre ; elle trace sur le fond du Ciel une traînée qui dure à peine une ou deux secondes, puis disparaît. On donne souvent aussi aux étoiles filantes le nom de *météores* : elles étaient considérées autrefois comme des phénomènes purement atmosphériques et c'est seulement vers la fin du XVIII^e^ siècle que leur origine cosmique commença à être soupçonnée.

Chladni (2) fut le premier à émettre nettement en 1794, au sujet de la matière météorique, les idées que les travaux modernes ont confirmées. L'espace interplanétaire est parcouru en tous sens par des multitudes de petits corps — excessivement petits par rapport aux planètes. Ces corpuscules rencontrent parfois la Terre ; leur frottement dans les hautes régions de l'atmosphère les porte à l'incandescence ; sans interrompre leur course, ils deviennent alors lumineux et ne s'éteignent qu'une fois entièrement consumés, le plus souvent avant d'avoir atteint le sol à l'état solide.

Telle est la vraie nature des étoiles filantes. Dès qu'elle fut connue, des recherches variées, entreprises par de nom-

(1) Pour tout ce chapitre, on consultera avec fruit, en dehors du livre de Schiaparelli cité plus loin (*Entwurf etc.*), l'ouvrage récent de Ch. P. Olivier, *Meteors*, Baltimore, 1925, Williams and Wilkins.

(2) *Ueber Feuer-Meteore*, Vienne, 1819, p. 406 (pour les Etoiles Filantes) et *Ueber der Ursprung der von Pallas gefundenen Eisenmassen*, Leipzig, 1794, p. 24 (pour les Aérolithes).

breux amateurs, permirent de préciser les circonstances du phénomène. Enfin, vers 1865, une grande découverte, celle de la parenté intime des étoiles filantes avec les comètes vint mettre en lumière le rôle capital que jouent ces petits astres dans l'Univers.

2. Hauteur des météores. — Cette donnée fut déterminée pour la première fois par deux étudiants de Göttingue, H. W. Brandes et J. F. Benzenberg (1) (1798). Deux observateurs en A et en B, à 40 ou 50 kilomètres l'un de l'autre et munis de montres bien réglées, notent chacun, aussi exactement que possible, le point du Ciel α où apparaît une étoile filante puis celui β où elle disparaît, ainsi que les heures de ces constatations. Cela suffit (fig. 145) : AB est connu d'avance ; l'angle ABα est aisé à mesurer grossièrement ou connu par un calcul facile, il en est de même de αAB. On déduit de là Bα, Aα, Bβ, Aβ et, comme il est aisé d'avoir la hauteur angulaire apparente au-dessus de l'horizon de α et de β, on obtient facilement les hauteurs en kilomètres de ces points au-dessus du sol. L'ouverture angulaire de la trajectoire apparente résulte des points d'apparition et de disparition ; sa longueur réelle $\alpha\beta$ se calcule dès lors sans peine. Le difficile est surtout de ne pas, dans ces observations, se tromper d'étoile filante : les heures servent pour cela de repères.

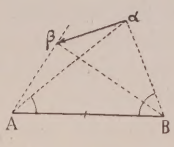


Fig. 145.

On trouve ainsi que les météores n'apparaissent guère à plus de 150 kilomètres de hauteur et s'éteignent généralement avant d'arriver à 30 kilomètres du sol.

3. Vitesse des météores. — C'est là un élément fort important et, par malchance, assez malaisé à déterminer. La vitesse apparente — relative — d'un météore résulte de la

(1) A. Guillemin, *Les Etoiles filantes et les Pierres qui tombent du Ciel*, Paris, Hachette, 1889, p. 12. — Voir aussi : D. Kirkwood, *Meteoric Astronomy* (Philadelphia, 1867, J.-B. Lippincott) ainsi que *Comets and Meteors*, 1873 (même auteur, même éditeur).

composition de sa vitesse propre avec celle de l'observateur, changée de sens, vitesse due surtout au mouvement orbital de la Terre. Comme on connaît à chaque instant la direction de ce mouvement, la vitesse propre se déduit aisément de la vitesse apparente. Le point délicat est donc de mesurer cette dernière. On l'obtient d'ordinaire en estimant le mieux qu'on peut le temps employé par l'étoile filante pour décrire la portion visible de sa trajectoire, portion dont les mesures d'altitude ont donné la longueur en kilomètres.

Malheureusement l'observation directe ne fournit que la vitesse du météore durant son trajet à travers l'atmosphère (1). Or cette vitesse varie ; on n'en a qu'une moyenne : ce serait pourtant la vitesse initiale, *avant* l'inflammation, qui aurait le plus d'intérêt, et de celle-là on ne peut guère observer qu'une limite inférieure.

Quoi qu'il en soit, H. A. Newton (2) a estimé ainsi à 0,45 sec. la durée moyenne des apparitions ; Schmidt trouvait davantage : 0,92 sec. En admettant 1 sec. et en prenant 50 kilomètres comme longueur la plus fréquente des trajectoires, la vitesse relative serait de 50 km./sec. — Quant à la vitesse propre des météores, elle avoisine généralement la vitesse parabolique correspondant à la distance de la Terre au Soleil, c'est-à-dire 42 km./sec. : elle a même paru, dans certains cas, dépasser quelque peu ce chiffre.

Or un mobile animé d'une vitesse supérieure à la vitesse parabolique ne peut venir que des régions de l'Univers extérieures au Système Solaire. Comme beaucoup d'étoiles filantes suivent, ainsi qu'on le verra, autour du Soleil, des orbites fermées, on a parfois soupçonné les vitesses évaluées directement d'être entachées d'erreurs systématiques. Il se pourrait par exemple que les observateurs de phénomènes très fugitifs aient une propension à leur attribuer des durées trop courtes, conduisant ici à des vitesses excessives. Cette seule possibilité — sans doute en partie fondée — montre bien

(1) L'effet de la résistance de l'air a été étudié par Schiaparelli (ouvrage cité plus loin : *Entwurf etc.*, p. 17).

(2) R. Radau, Etoiles filantes et Comètes : *Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1903, p. A 19.

tout le progrès qu'amènerait l'enregistrement automatique des observations.

Il semble que l'on soit décidément entré dans cette voie. Le Dr W. L. Elkin (1) a imaginé en 1899 une méthode photographique appliquée par lui jusqu'en 1910 à Yale Observatory (E.-U.) et qui, reprise en Angleterre récemment (2), paraît pleine de promesses. L'appareil consiste en une roue à secteurs alternativement pleins et vides, qui tourne à une vitesse angulaire connue et que l'on place devant l'objectif d'une chambre photographique. Si l'on dirige celle-ci vers un météore, la traînée qui s'imprime sur le cliché est alors semée d'interruptions espacées, de durées connues, qu'il suffit de compter pour avoir la durée de l'apparition et partant la vitesse cherchée.

On trouve généralement, par ce procédé, des nombres inférieurs à 50 km./sec. qui correspondent à des vitesses absolues comprises entre 30 et 40 km./sec. ; l'influence retardatrice de la résistance de l'air donne à penser que les vitesses réelles doivent être très voisines de la vitesse parabolique 42 km./sec., ce qui confirme en somme les évaluations visuelles directes. La vitesse orbitale de la Terre étant d'environ 30 km./sec., on voit que les vitesses relatives des météores peuvent se trouver comprises entre (42 — 30) et (42 + 30) km./sec., soit entre 12 et 72 km./sec. Mais, nous le répétons, bien qu'en gros ces chiffres ne soient guère douteux, il serait très désirable de recueillir sur ce point des données d'observation plus abondantes.

4. Nombre des étoiles filantes. — Il y a visiblement deux catégories d'étoiles filantes. On distingue d'abord les météores solitaires qui peuvent s'observer toutes les nuits et ne semblent pas très fréquents. Une deuxième catégorie est formée par les pluies ou *averses* d'étoiles filantes que l'on voit à différentes époques de l'année et dont certaines revien-

(1) *Astrophysical Journal*, t. X, 1899, p. 24. Et *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 15, 1901, p. 99.

(2) F. A. Lindemann et G. M. B. Dobson, *Monthly Notices*, t. LXXXIII, 1923, p. 163.

nent à dates fixes, périodiquement. Les statistiques dont nous allons parler ne concernent pas ces dernières, beaucoup trop irrégulières. Nous nous bornerons donc aux météores isolés, dits *sporadiques*, des nuits ordinaires.

Les étoiles filantes de cette classe sont en temps normal beaucoup plus nombreuses qu'on ne le croirait *à priori*. Un observateur attentif en voit en moyenne de 4 à 10 par heure. Mais un seul observateur ne peut surveiller qu'une partie du Ciel : l'expérience montre que les chiffres ci-dessus doivent être de ce chef multipliés par 4 ou 5 et l'on peut admettre par heure une moyenne de 40 météores visibles à l'œil nu. D'autre part le phénomène des étoiles filantes n'est cosmique que dans son origine : son siège proprement dit est l'atmosphère terrestre où les météores s'enflamment et deviennent visibles : nous ne voyons donc, en un lieu donné, que ceux qui sont relativement voisins de nous. H. A. Newton évalue (1) à 125 kilomètres le rayon de la région du globe que peuvent contrôler les observateurs d'une même localité et ceci le conduit à multiplier par $\frac{4\pi\,(6.400)^2}{\pi 125^2}$ ou environ 10.000 le chiffre relatif à une seule station, pour l'étendre à la Terre entière. — On arrive ainsi, par jour, à 11 millions de météores, soit *4 milliards par an*.

A cela il faut ajouter les météores télescopiques que les astronomes voient si souvent la nuit traverser le champ de leurs instruments. Radau évalue ces petites étoiles filantes à 50 ou 100 fois le nombre de celles visibles à l'œil nu — plutôt 100 fois — ce qui majore d'autant le chiffre ci-dessus.

5. Fréquence relative des météores aux différentes heures de la nuit. — D'admirables recherches d'un amateur français, Coulvier-Gravier (2), exécutées de 1845 à 1858, ont établi à ce sujet des lois remarquables qui ont servi de base à beaucoup de travaux postérieurs et notamment à ceux de Schiaparelli.

(1) Radau, *loc cit.*

(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences* à partir de 1845, passim. Et aussi : *Recherches sur les Météores et sur les lois qui les régissent*, 1859 (Paris, Mallet-Bachelier).

Coulvier-Gravier a déterminé, heure par heure, les nombres d'étoiles filantes que l'on observe et il est parvenu, pour les 12 années envisagées, à la statistique que voici :

Heures	5h-6h	6h-7h	7h-8h	8h-9h	9h-10h	10h-11h	11h-12h
N. de météores.	7,2	6,5	7,0	6,3	7,9	8,0	9,5
Heures	12h-1h	1h-2h	2h-3h	3h-4h	4h-5h	5h-6h	6h-7h
N. de météores.	10,7	13,1	16,8	15,6	13,8	15,7	13,0

On voit que, vers 3 heures du matin, le nombre horaire moyen des météores est plus de 2 fois celui vers 8 heures du soir.

Il y a là une conséquence directe du mouvement orbital de la Terre. Si en effet les météores sont animés de vitesses propres à peu près égales en moyenne et uniformément dis

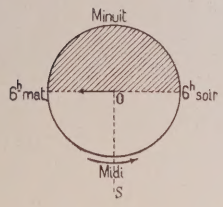


Fig. 146.

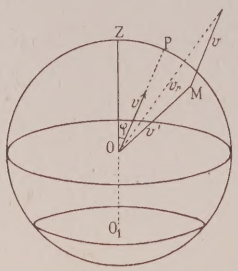


Fig. 147.

tribuées dans toutes les directions, nous devons en recevoir davantage le matin que le soir. Car, le matin, nous recueillons tous ceux qui viennent à notre rencontre (fig. 146) ou que nous rattrapons tandis que, le soir, ceux-là seuls rencontrent la Terre qui vont plus vite qu'elle.

Le problème est facile à traiter géométriquement. Autour de l'observateur O comme centre, traçons une sphère ayant comme rayon la vitesse moyenne propre v' des météores, v étant la vitesse orbitale de la Terre (fig. 147). A chaque météore correspond une direction OM. Si OP est la direction du mouvement terrestre, il faut, pour avoir la vitesse relative v_r du météore, mener par M un vecteur v et joindre son extrémité à O. Pour qu'un météore vienne nous heurter, il

faut et il suffit que sa vitesse relative soit au-dessus de l'horizon. Or le lieu des points M pour lesquels il en est ainsi est évidemment la portion de sphère située au-dessus du plan $Z = -v\cos\varphi$, φ étant l'angle de la vitesse terrestre et de la verticale OZ. La surface de cette portion de sphère est $2\pi v'(v' + v\cos\varphi)$; on voit qu'elle est proportionnelle à l'expression $1 + \frac{v}{v'}\cos\varphi$ (Schiaparelli).

Comme on connaît à chaque instant, en un lieu donné, l'angle φ — qui change avec l'heure — on peut calculer aisément, moyennant une hypothèse sur la valeur de v', les nombres de Coulvier-Gravier — ou inversement déduire v' de ces nombres. C'est précisément ce qu'a fait G. V. Schiaparelli (1) et il a trouvé que la statistique de Coulvier-Gravier s'interprète sans difficulté si les météores ont des vitesses propres distribuées au hasard en direction et, dans l'ensemble, voisines en grandeur de la vitesse parabolique, 42 km./sec.

En dehors de la variation diurne du nombre des étoiles filantes, il y a aussi une variation annuelle (2) que Coulvier-Gravier a également étudiée. Les météores ne sont pas chaque mois en abondance égale. Nous n'insisterons pas sur cette nouvelle statistique, où les averses d'étoiles filantes interviennent et à laquelle elles ôtent beaucoup d'intérêt. Nous noterons seulement que, durant le second semestre, de juillet à décembre, il y a un peu plus de météores que de janvier à juillet (Proportion : de 4,7 à 4,0, d'après Coulvier-Gravier).

6. Eclat des météores. — Bolides. — Nous avons dit qu'il y a beaucoup de météores invisibles à l'œil nu. En fait on en voit de toutes les grandeurs (Pl. XXVIII), et quelquefois de multiples (fig. 148). Mais il y en a qui peuvent surpasser en

(1) « Note et Reflessioni sulla teoria astronomica delle Stelle cadenti », *Memorie della societa italiana delle scienze*, Série III, vol. I, Florence, 1867. Et surtout : *Entwurf einer Astronomischen Theorie der Sternschnuppen*, trad. all. G. von Bogulawski, Stettin, Th. von der Nahmer, 1871 (pp. 64 et ss.).

(2) Guillemin, *loc. cit.*, p. 39.

Photographie d'un Bolide au voisinage de la Nébuleuse d'Andromède.
(J. Klepesta, Observatoire de Prague).

N. B. — Remarquer les variations d'éclat du bolide le long de sa traînée.

éclat les étoiles de 1re grandeur : ce sont les *Bolides*. Certains bolides sont plus brillants que Jupiter ou Vénus ; ils éclatent en lançant des flammèches, comme des fusées d'artifice et leurs couleurs sont parfois très vives : rouges, jaunes, vertes, bleues, etc.

Il y a lieu de faire, parmi les bolides, une distinction. Les

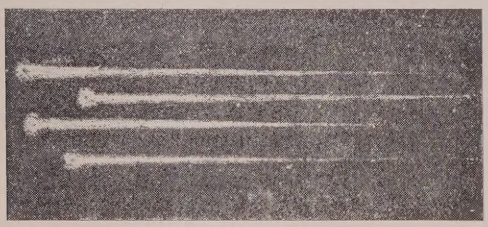


Fig. 148. — Bolide quadruple observé par Tacchini le 27 juillet 1874 (d'après A. Guillemin).

Fig. 149. — Métamorphoses d'une traînée météorique en l'espace de 14 minutes, observées par le P. Secchi (d'après A. Guillemin).

étoiles filantes ne font pas de bruit ; la plupart des bolides n'en font pas non plus et ne sont vraisemblablement que de très grosses étoiles filantes. Mais il y a aussi des bolides détonants, dont le vacarme trahit la présence de matériaux compacts et qui par là semblent apparentés aux aérolithes de nos collections géologiques : ce sont sans doute des aérolithes

trop lointains ou dont on n'a pas réussi à retrouver les morceaux. Quelle que soit la portée véritable de cette distinction, nous ne nous occuperons pour l'instant que des bolides non-détonants.

Ces bolides-là sont fréquents lors des grandes averses d'étoiles filantes auxquelles ils paraissent participer. Ils laissent quelquefois dans le Ciel, après leur disparition, des traînées lumineuses (fig. 149) qui subsistent souvent plusieurs dizaines de minutes et flottent dans l'atmosphère au gré des mouvements de l'air comme d'immenses serpents (1). On peut assurément voir dans ces faits une preuve de la nature solide (ou plus exactement pulvérulente) de ces corps : des gaz ne manqueraient pas de se diffuser très vite.

7. Spectres des météores. — Ces spectres sont difficiles à observer, tant en raison du caractère fugitif du phénomène que de son peu de luminosité : aussi la plupart des observations (2) se rapportent-elles à des bolides ou à des étoiles filantes de certaines averses périodiques.

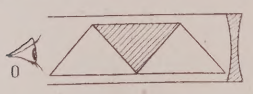


Fig. 150.

On emploie d'ordinaire à cet effet un spectroscope rudimentaire uniquement constitué par un prisme à vision directe, précédé d'une lentille divergente. Le but à atteindre est de pouvoir diriger rapidement l'appareil sur le météore et la lentille ne sert ici qu'à augmenter le champ (fig. 150).

Les spectres des météores étudiés de cette façon sont surtout formés de raies brillantes métalliques ; les raies jaunes du Sodium, les raies vertes du Magnésium, quelques raies du Fer, du Calcium ou du Nickel sont les plus fréquentes (3). On trouve aussi quelquefois les bandes du *Carbone*,

(1) Guillemin, *loc. cit.*, p. 151. — Et aussi : *Bulletin de la Société Astronomique de France*, *passim*, notamment t. 23, 1909, p. 153 et p. 357.

(2) N. von Konkoly, *Spectres de 140 Etoiles filantes*, Budapest, 1877 ; A. S. Herschel, *Nature*, t. XXIV, 1881, p. 507 ; S. Blajko, *Astrophysical Journal*, t. XXVI, 1907, p. 341.

(3) Le spectre du *noyau* est aussi parfois continu, ce qui n'a d'ailleurs rien de surprenant (Herschel).

c'est-à-dire le spectre ordinaire des comètes (A. S. Herschel), ainsi que les belles raies de l'Hydrogène et de l'Hélium.

M. W. H. Pickering (1) a réussi en 1897 à photographier au prisme-objectif le spectre d'un bolide : il y a identifié les raies brillantes de l'Hydrogène H_β H_γ H_δ H_ε : à part cependant deux raies bleues assez énigmatiques $\lambda\lambda$ 4636 et 4195 — sans doute celles que nous montrent dans cette région les étoiles de Wolf-Rayet — le cliché n'en révèle point d'autres, ce qui a un peu surpris : il se peut que l'Hydrogène provienne ici de la haute atmosphère terrestre.

Les météores — y compris les bolides non-détonants — paraissent se consumer entièrement avant d'atteindre le sol : ils laissent pourtant, nous le verrons, des cendres que l'on retrouve, mais en très petite quantité.

8. Masses probables des étoiles filantes. — On s'appuie précisément, pour évaluer celles-ci, sur ce que, presque toute la matière du météore étant brûlée, son énergie cinétique se transforme à peu près entièrement en chaleur et en lumière.

Pour chaque source de lumière terrestre, on connaît le rapport du flux lumineux, mesuré en bougies, à l'énergie rayonnée dans le spectre visible, par unité de temps, mesurée en ergs par seconde (avec une pile thermo-électrique par exemple) ; ce rapport n'est autre que « l'équivalent mécanique de la lumière » (2) : 1 bougie correspond ainsi, pour la lumière blanche, à $0{,}1.10^7$ ergs/sec. — D'autre part, on connaît aussi — plus ou moins bien — dans chaque cas, le rapport de l'énergie lumineuse (en ergs) émise par unité de temps dans toute la région visible du spectre, à la puissance totale consommée par la source (3). — Une mesure photométrique permet ainsi, en assimilant le météore à telle ou telle source, de calculer tout au moins l'ordre de grandeur de sa force vive et partant, la vitesse étant connue, celui de sa masse.

(1) *Harvard College Observatoy, Circular* n° 20, 1897 et *Astrophysical Journal*, t. XXIX, 1909, p. 379.

(2) Voir A. Blanc, *Rayonnement, Eclairage*, 1921, p. 154 (Paris, Collection Armand Colin).

(3) *Idem.*, p. 159.

Considérons par exemple une étoile filante, de luminosité *totale* équivalant à une étoile de 1re grandeur (1), animée d'une vitesse de 42 km./sec. et ayant brillé en tout 1 seconde, à 100 kilomètres de l'observateur : cherchons à évaluer sa masse m.

On sait qu'un astre de 1re grandeur a le même éclat (2) qu'une bougie à 1.100 mètres. Si la millième partie (3) seulement de l'énergie cinétique se convertit en lumière, on peut écrire, en unités C. G. S :

$$\frac{1}{1000} \times \left(\frac{1}{2} m . 42^2 . 10^{10} \right) = 0,1 . 10^7 \times \left(\frac{100}{1,1} \right)^2$$

On déduit de là : $m = 0,94$ gramme, 1 gramme en chiffre rond.

Malheureusement la fraction de l'énergie mécanique qui se transforme en lumière est bien mal connue : le calcul ci-dessus ne peut donc être considéré que comme une indication. A. S. Herschel (4) puis S. Newcomb et W. Harkness ont autrefois (5) fait les mesures nécessaires sur l'éclat des météores : ils ont en général trouvé pour les masses des nombres inférieurs à 0,1 gr., et jamais supérieurs à 7 gr. Bien que quelques auteurs aient cru pouvoir adopter des chiffres plus élevés, on admet d'ordinaire que les masses des météores sont en moyenne de l'ordre de quelques décigrammes.

9. Averses météoriques. — A certains moments, les étoiles filantes sont extrêmement nombreuses. On a même vu des cas où leur multitude était telle qu'on ne pouvait les compter, le Ciel entier en étant rempli comme de flocons de neige. Il est rare cependant que le nombre de ces petits corps excède un ou deux par minute. Mais, même à ce degré, on

(1) L'éclat du météore est alors celui d'une étoile de première grandeur, réparti sur toute la longueur de la traînée.

(2) Voir p. 12.

(3) Blanc, *loc. cit.*, p. 161. — Voir aussi *Recueil de Constantes de la Société Française de Physique*, p. 509.

(4) *Proceedings of the British Meteorological Society*, t. II, 1865, p. 19. — Voir aussi : Ch. Fabry, *Astrophysical Journal*, t. XXX, 1909, p. 318. — Et Young, *General Astronomy*, éd. 1904, p. 474.

(5) *American Journal of Science*, série 2, t. XLV, 1867, p. 237.

dit qu'on a affaire à une averse météorique. Ces averses se reproduisent d'ordinaire aux mêmes époques de l'année, avec à la vérité une intensité variable : les plus abondantes sont celles des environs du 15 novembre et du commencement d'août.

Lors d'une averse, les météores ne sont pas seulement plus nombreux, mais ils semblent venir en majorité d'un point déterminé du ciel d'où ils paraissent diverger avec des trajectoires d'autant plus courtes qu'on porte son attention plus près du point d'émanation. — On donne à ce point, caractéristique de chaque averse, le nom de *Radiant*.

Il ne s'agit là que d'un effet de perspective. Les météores suivent en réalité, par rapport à nous, des trajectoires recti-

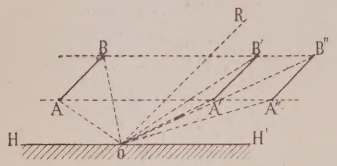


Fig. 151.

lignes, sensiblement parallèles (D. Olmsted, 1834). Ce que nous observons, ce sont les traces sur la sphère céleste des plans passant par notre œil et par la portion visible de chaque trajectoire telle que AB (fig. 151). Or tous ces plans contiennent la parallèle OR menée par l'œil de l'observateur à la direction commune de toutes les trajectoires : les traces de celles-ci sur la sphère céleste se coupent donc au point R où la parallèle en question perce la sphère et ce point n'est autre que le radiant. Par suite sans doute de la forme irrégulière des particules météoriques et surtout en raison des courants atmosphériques, les trajectoires parallèles d'un même essaim sont, çà et là, quelque peu déviées : aussi le radiant est-il, dans la réalité, remplacé par une aire de dimensions finies, de 1° de diamètre par exemple, 2° tout au plus (fig. 152).

Quand une averse dure longtemps (plusieurs semaines

comme celle des Perséides), la direction du mouvement de la Terre change et le radiant se déplace dans le Ciel. M. Denning et quelques autres astronomes ont pourtant cru découvrir des radiants de longue durée, fort énigmatiques, qui ne se déplacent pas. Ce problème des *radiants stationnaires* a depuis 35 ans provoqué d'interminables discussions : les plus éminents théoriciens (Tisserand, Callandreau, etc.) de la génération précédente lui ont consacré sans succès des

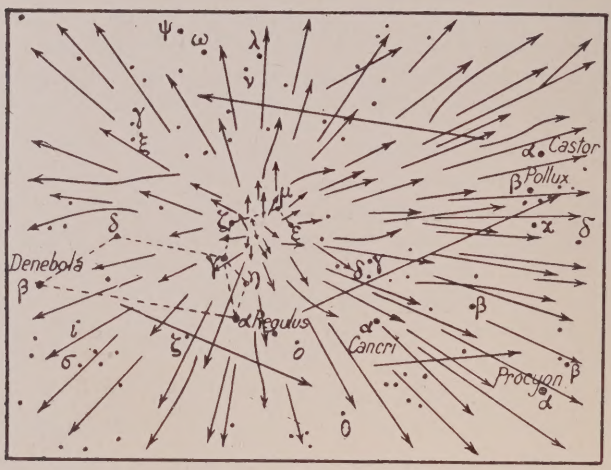


Fig. 152. — Trajectoires des Léonides dans la nuit du 13 au 14 novembre 1866, à Greenwich.

efforts considérables. Nous ne nous engagerons pas dans ces polémiques, d'autant plus que l'opinion semble s'accréditer que les radiants incriminés seraient, en fait, loin d'être immobiles (1) : tel serait du moins le cas, d'après M. Ch. P. Olivier (2), pour un des plus curieux d'entre eux, celui des Orionides.

(1) C'était d'ailleurs en définitive l'opinion de Tisserand : qu'on se rappelle la fable de « l'enfant à la dent d'or » de Fontenelle !

(2) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 32, 1918, p. 250.

10. Essaims les plus connus. — Nous avons dit que les averses météoriques revenaient d'ordinaire à date fixe. A chaque averse correspond un *essaim* d'étoiles filantes et un radiant déterminé. C'est ainsi que les étoiles filantes du 13 au 15 novembre, les *Léonides* ont leur radiant dans la constellation du Lion, entre ε et ζ Lion ; celles qui ont leur maximum vers le 10 ou 11 août, les *Perséides* près de η Persée ; celles des environs du 20 avril, les *Lyrides* dans la constellation de la Lyre ; celles du 27 novembre, les *Andromédides* dans celle d'Andromède, etc.

Si les différents essaims reparaissent tous les ans, ils ne sont pas en revanche, on le constate sans peine, chaque année également abondants. On cite par exemple, parmi toutes les averses de Léonides, celle du 12 novembre 1833, où les étoiles filantes se comptèrent par centaines de mille et qui, au dire des témoins oculaires, fut un spectacle inoubliable. Il en fut de même, quoique à un moindre degré, de l'averse de 1866.

En dehors de ces essaims principaux, on pourrait en énumérer beaucoup d'autres moins remarquables et il existe des Catalogues d'essaims par radiants, qui en renferment jusqu'à 3.000, celui notamment de M. W. F. Denning (1), le célèbre observateur de Bristol.

Les météores d'un même essaim ne sont pas tous également brillants ; ils se ressemblent néanmoins par d'autres traits. Ainsi les Perséides sont jaunâtres et de vitesses modérées. Les Léonides ont une teinte bleuâtre ou verdâtre, se déplacent avec de grandes vitesses et laissent souvent des traînées persistantes. Les Andromédides, lentes et rouges, donnent par contre rarement lieu à ce phénomène (2).

11. Constitution des essaims météoriques. — Puisque les pluies d'étoiles filantes reviennent à date fixe, il doit s'agir d'agglomérations de petits corps parcourant de conserve, autour du Soleil, des orbites régulières et que la Terre,

(1) *Monthly Notices*, t. L, 1890, p. 410.
(2) Young, *loc. cit.*, p. 478.

dans sa marche annuelle, vient périodiquement rencontrer (fig. 153).

Mais si les météores étaient uniformément répartis le long de leur orbite de façon à former un anneau, les averses devraient se reproduire tous les ans avec la même intensité, ce qui, nous l'avons dit, n'a en général pas lieu. — Si, au contraire, l'essaim est concentré à la manière d'une compagnie de perdreaux, on n'observera d'averse abondante que lorsque le groupe des météores passera au point de rencontre des deux orbites en même temps que la Terre.

Tel est précisément le cas pour les Léonides, tous les 33 ans environ. H. A. Newton (1) auquel est due cette découverte (1864) y parvint, grâce à une statistique remontant dans l'Histoire jusqu'en 902 : il put annoncer, en se fondant sur les principes ci-dessus, que l'essaim devait se mouvoir autour du Soleil sur une orbite de période 33 ans 1/4, correspondant à celle des époques des maxima et prédire deux ans à l'avance la grande averse de 1866. Il est bon d'ajouter que l'essaim des Léonides, bien que fortement condensé, est cependant assez allongé : il met 3 ans à passer et le fait qu'on voit de ces météores chaque année montre bien qu'il y en a de disséminés sur toute l'orbite.

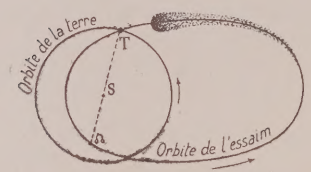


Fig. 153.

De même, le gros des Andromédides revient tous les 13 ans. Les Perséides sont par contre plus également distribuées et leur abondance diffère moins d'une année à l'autre.

12. Orbites des essaims d'étoiles filantes. — Le problème de l'orbite d'un météore est tout différent de celui relatif aux comètes où trois observations précises de position sont nécessaires. Ici nous avons de suite un point de la trajectoire puis-

(1) *American Journal of Science*, 2e série, t. XXXVII, 1864, p. 377. Et aussi : t. XXXVIII, 1865, p. 61.

que nous savons que le météore a rencontré la Terre à une date donnée, donc à un endroit déterminé de l'écliptique. La vitesse orbitale peut également être connue. Nous connaissons à chaque instant celle de la Terre. Quant à la vitesse relative du météore qui, combinée avec celle-ci, donne la vitesse héliocentrique cherchée : 1° sa direction résulte de la position du radiant ; 2° sa grandeur peut, nous l'avons vu, être estimée.

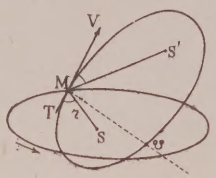


Fig. 154.

On a donc à construire une orbite elliptique (fig. 154) dont on connaît un foyer S, un point M, la vitesse v en ce point (en grandeur et direction) et par suite le plan. — On tire aisément la valeur du grand axe $2a$ de l'équation des forces vives :

$$\frac{1}{2}v^2 - f\frac{m}{r} = -f\frac{m}{2a}$$

(r = rayon vecteur en M ; f = constante de gravitation ; m = masse du Soleil).

Le second foyer S′ se déduit de là sans peine en traçant une droite MS′ faisant avec MV un angle égal à SMT et en prenant sur cette droite MS′ $= 2a - r$. Le problème est alors résolu. — Malheureusement la mesure de la vitesse en grandeur est bien délicate et il vaut mieux tâcher de l'obtenir indirectement par une hypothèse appropriée. Cette difficulté a été la principale tâche de Schiaparelli dont nous allons exposer maintenant les admirables travaux.

13. Recherches de Schiaparelli. — Schiaparelli s'est appuyé en premier lieu sur les lois de Coulvier-Gravier concernant la variation diurne du nombre des étoiles filantes sporadiques. Il en a tiré, en soumettant comme nous l'avons vu la question au calcul, la vitesse moyenne des météores, laquelle s'est trouvée être la vitesse parabolique.

Une fois la vitesse approximativement connue — et sous ce rapport les trajectoires elliptiques allongées diffèrent peu de la parabole — il devenait aisé d'obtenir les orbites des

essaims les plus importants. Schiaparelli (1) s'attaqua aussitôt aux Perséides du 10 août et il constata (1866) que leur orbite coïncidait avec celle de la Comète de Tuttle de 1862. Voici par exemple les éléments des deux paraboles de première approximation :

	Essaim du 10 août	Comète de Tuttle 1862 III
Longitude du périhélie . .	343°38′	344°41′
Long. du nœud ascendant.	138°16′	137°27′
Inclinaison	64° 3′	66°25′
Dist. périhélie (unités astr.).	0,9643	0,9626
Sens du mouvement . . .	Rétrograde	Rétrograde

L'accord est, on le voit, très satisfaisant : quelques années plus tard, des calculs plus exacts montrèrent que la comète a en réalité une période de 108 ans ; mais les éléments qui précèdent n'en sont pas sensiblement affectés. — Ainsi la comète elle-même n'était que le plus brillant représentant d'une série de corps parcourant la même orbite.

Peu après cette belle découverte, Le Verrier (2) identifiait (1867) l'orbite des Léonides à celle de la Comète de Tempel de 1866. Enfin E. Weiss (3) montrait que les Lyrides du 20 avril suivent l'orbite de la Comète de 1861 et les Andromédides du 27 novembre celle de la Comète de Biela. Depuis lors, MM. W. F. Denning (4), C. P. Olivier (5) et C. Hoffmeister (6) ont pu établir que les Aquarides du début de mai sont, selon toute probabilité, semblablement apparentées à la Comète de Halley. D'autres associations du même genre sont actuellement à l'étude.

14. La désagrégation des comètes en étoiles filantes. — Si l'on se souvient que les comètes périodiques semblent per-

(1) Ouvrage cité : *Entwurf etc.*, p. 52.
(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 64, 1867, p. 94.
(3) *Astronomische Nachrichten*, t. 68, 1867, n° 1632, p. 381.
(4) *Monthly Notices*, t. XLIII, 1883, p. 111 et t. XLVI, 1886, p. 396.
(5) *Transactions of the American Philosophical Society*, t. XXII, 1911, p. 5.
(6) *Astronomische Nachrichten*, t. 196, 1913, n° 4698, p. 309.

dre de leur matière à chacun de leurs retours successifs, il devient naturel de penser qu'elles se désagrègent lentement pour se transformer en étoiles filantes.

Les perturbations exercées par le Soleil et les planètes (1) suffisent en effet à expliquer la désagrégation d'une *faible masse* occupant *un grand volume* : les forces qui interviennent ici ne diffèrent pas au fond de celles qui, sur la Terre, engendrent les marées. Leur entrée en jeu est par suite *certaine* et la dislocation des comètes paraît, à la longue, inévitable. De là à penser qu'une comète n'est qu'un essaim très condensé d'étoiles filantes plus ou moins grosses, il n'y a qu'un pas.

Remarquons d'ailleurs que les essaims météoriques actuellement visibles ne doivent pas être très anciens, car il semble bien qu'on en voie apparaître de nouveaux. Certains sont aussi plus disséminés sur leur orbite que d'autres (les Perséides que les Léonides, par exemple) : ce sont très probablement les moins récents.

Les groupes de comètes circulant sur la même orbite (Comètes de 1668, 1843, 1880, 1882 notamment) et qui font songer aux débris d'une comète plus grosse, sont, selon toute vraisemblance, dus à la même évolution. A plusieurs reprises on a même pu démontrer (2) que des comètes suivant aujourd'hui des orbites voisines, mais distinctes avaient parcouru à l'origine la même trajectoire. Mais il y a mieux : tous ces phénomènes ont été parfois saisis sur le vif.

15. Dislocation de comètes en fragments distincts. — La Comète de Biela. — Les cas de dislocation partielle ne se

(1) Schiaparelli, trad. allemande déjà citée, *Entwurf etc.*, chap. VIII, p. 162. — La force perturbatrice exercée par une masse m (le Soleil...), à une distance R d'un corps céleste de rayon r, sur une particule m' de sa périphérie, a pour valeur, comme on sait, $\frac{2fmm'r}{R^3}$ (f = const. de Newton) : on voit qu'elle est d'autant plus intense qu'il s'agit d'un corps plus volumineux.

(2) M. Hœk, *Monthly Notices*, t. XXV, 1865, p. 243. — Et aussi Kirkwood, *Comets and Meteors*, déjà cité, p. 34.

comptent plus (1), surtout depuis que la photographie les laisse rarement passer inaperçus. C'est ainsi que la Comète de Rordame, puis celle de Brooks en 1893 perdirent des portions de leur queue. Celle de Morehouse en 1908 (2) et, plus tard, la Comète de Halley (1910) donnèrent lieu à des observations analogues. On a vu la magnifique Comète de 1882 faire souche de toute une nichée de petites comètes, pourvues chacune de son noyau et de sa queue et qui, dès leur naissance, s'éloignèrent aussitôt (3). On vit aussi se dédoubler la Comète de Taylor (1916 I). Mais l'exemple le plus fameux est sans contredit celui de la Comète de Biela.

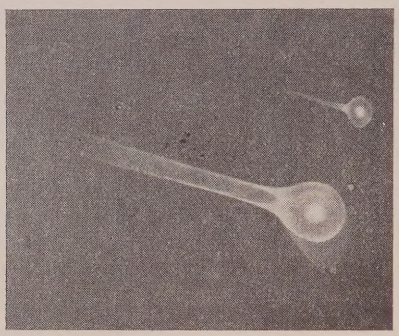


Fig. 155. — Dédoublement de la Comète de Biela, le 19 février 1846 (d'après Struve).

Découverte en 1826, cette comète avait une période de 6,6 années : elle reparut en 1832 et faillit même alors rencontrer la Terre. On la revit en 1846 où elle se présentait dans des conditions très favorables quand un soir elle sembla s'allonger en forme de poire pour se dédoubler, 10 jours plus tard, en deux comètes cheminant côte à côte (fig. 155). Les deux astres restèrent 4 mois ainsi, avec des fluctuations

(1) Miss A. Clerke, *History of Astronomy etc.*, p. 362.
(2) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 23, 1909, p. 32.
(3) Miss Clerke, *loc. cit.*

d'éclat alternées auxquelles s'ajoutait parfois un « pont » lumineux qui les réunissait. On les revit en 1852 : de 49 rayons terrestres leur distance était passée à 412. En 1859 les conditions d'observation étaient mauvaises ; mais elles furent très bonnes en 1865 et, malgré les recherches les plus assidues, on ne trouva rien...

Le 27 novembre 1872, la double comète devait passer tout près de la Terre : les astronomes — et avec eux le public — se demandaient avec curiosité ce qui allait arriver. On ne vit pas la comète : à sa place apparut une éblouissante pluie d'étoiles filantes. C'étaient les Biélides ou Andromédides ; des averses météoriques avaient déjà été signalées auparavant vers la même date, mais jamais en pareille abondance : il est vrai qu'en 1872 la comète devait presque nous heurter. Ce beau spectacle se reproduisit le 27 novembre 1885 et, à une moindre échelle, lors des retours suivants, sans que jamais on ait revu la comète de Biela, évanouie sans laisser d'autres traces.

Tout cela vient illustrer et confirmer la belle théorie, issue des travaux de Schiaparelli, de H. A. Newton et de Weiss (1) et dont nous avons exposé les traits principaux.

16. La destinée des comètes. — L'étude des étoiles filantes nous apporte donc, sur la nature des comètes, de précieuses données qu'il est aisé de rapprocher de ce que nous savons par ailleurs. Les comètes nous arrivent des confins extrêmes du système solaire — et peut-être même de plus loin — sur des orbites sensiblement paraboliques. Formées de matériaux solides épars séparés par de très grands intervalles, elles ressemblent à ces vols d'oiseaux migrateurs qu'on aperçoit dans le Ciel à certaines époques de l'année. Elles ne tardent pas alors à être capturées par les planètes (et surtout par Jupiter) qui rendent leurs orbites

(1) Nous avons dit en quoi ont consisté les travaux de Schiaparelli et de H. A. Newton. Mais c'est à Weiss qu'est due l'idée précise, telle qu'on l'admet aujourd'hui, de la désagrégation progressive des comètes en étoiles filantes (*Astronomische Nachrichten*, t. 72, 1868, n° 1710, p. 81).

de moins en moins excentriques. Les perturbations les disloquent bientôt et les transforment en essaims météoriques qui eux-mêmes se dispersent peu à peu, sur leurs trajectoires d'abord, et sans doute plus tard dans tout l'espace où ils finissent par donner naissance aux étoiles filantes sporadiques. — Telles sont en peu de mots les conclusions qui se dégagent, à l'heure actuelle, de l'ensemble de nos connaissances.

Toute cette évolution ne saurait guère durer plus de quelques dizaines de siècles. Pour qu'elle ne se soit pas arrêtée d'elle-même depuis longtemps, il faut que les comètes se renouvellent constamment. Beaucoup de celles que nous voyons nous ont sans doute déjà visités autrefois ; mais il doit y en avoir d'autres qui apparaissent *vraiment* dans notre système pour la première fois. Et cette nécessité d'un renouvellement continuel est peut-être une des raisons les plus sérieuses que nous ayons de croire, en dernière analyse, à l'origine étrangère des comètes.

CHAPITRE VIII

LES MÉTÉORITES

1. Circonstances des chutes. — Nous ne nous sommes occupés jusqu'ici que des étoiles filantes proprement dites, qui ne font pas de bruit et ne semblent pas arriver au sol. Il y a pourtant aussi parfois des météores de grandes dimensions qui éclatent avec fracas et dont on retrouve les morceaux (Pl. XXIX) : ce sont les *aérolithes* qu'on appelle aussi *uranolithes* ou *météorites* (1).

Les météorites peuvent tomber aussi bien le jour que la nuit. La nuit, le phénomène est celui d'une grosse étoile filante, de celles que nous avons appelées bolides. On aperçoit à l'improviste une boule de feu éclatante, parfois aussi grosse en apparence que la Lune et qui laisse derrière elle une traînée lumineuse persistante ; le mouvement est très rapide, souvent irrégulier et il se termine par une ou plusieurs explosions bruyantes, suivies d'une chute de pierres de masse variable. Le jour, des nuages blancs remplacent la traînée de lumière.

L'état de l'atmosphère importe peu. Les chutes d'aérolithes semblent avoir lieu au hasard et à peu près indistinctement dans toutes les régions de la Terre, ce qui révèle clairement leur caractère cosmique.

2. Historique. — Des faits analogues se sont souvent produits dans l'antiquité. La Bible fait déjà mention de « grêles

(1) On consultera *surtout* sur ce sujet les ouvrages suivants : A. Guillemin, *Les Etoiles Filantes et les Pierres qui tombent du Ciel*, Paris, Hachette, 1889 ; L. Fletcher, *An Introduction to the Study of Meteorites*, Londres, au British Museum (Nat. History), 1914 ; O. C. Farrington, *Meteorites*, Chicago (Donnelley and sons), 1915.

de pierres ». La fameuse pierre noire, conservée à la Kasbah de La Mecque au temps de Mahomet était un aérolithe. Mais nous ne possédons plus aujourd'hui aucun échantillon météorique aussi ancien. Le premier en date dont l'authenticité soit indiscutable est la météorite trouvée à Ensisheim (Alsace) le 16 novembre 1492 : le Muséum de Paris en conserve un fragment.

En dehors des explications surnaturelles, on n'a longtemps vu dans ces chutes qu'un phénomène atmosphérique : il n'y a guère plus d'un siècle que l'on apprécie sainement les choses. En 1792 Lavoisier, dans un rapport à l'Académie des Sciences, affirmait encore que les aérolithes n'étaient que des pierres ordinaires altérées par la foudre. C'est le physicien autrichien Chladni qui reconnut (1794), comme il l'avait déjà fait pour les étoiles filantes, l'origine cosmique des météorites, origine qui en constitue justement l'immense intérêt. Ces phénomènes sont malheureusement trop peu étudiés au point de vue astronomique : les nombreux travaux minéralogiques publiés ne fournissent en effet que d'assez maigres renseignements sur les aspects les plus captivants de la question.

3. Trajectoires apparentes. — Toutes les fois qu'un aérolithe a pu être observé de plusieurs endroits, ce qui n'est pas rare, on peut, comme pour les étoiles filantes, évaluer la hauteur de l'apparition. Elle est de l'ordre de 130 à 150 kilomètres. Le bolide s'éteint en général à 8 ou 15 kilomètres du sol après avoir parcouru dans l'air, souvent obliquement, quelques centaines de kilomètres.

La vitesse par rapport à l'observateur, difficile à connaître avec précision — en raison surtout de la surprise bien naturelle qu'on éprouve en pareil cas — a cependant toujours été trouvée comprise entre 16 et 75 km./sec. Elle est donc de l'ordre de la vitesse parabolique qui correspond à la distance de la Terre *au Soleil*. Un corps gravitant autour de la Terre ne saurait dépasser la vitesse parabolique répondant à l'attraction du globe, soit en chiffres ronds 11 km./sec. au maximum. Les aérolithes sont donc de véritables petits

Météorite de Sacramento Mountains, Nouveau Mexique,
trouvée en 1896 et pesant 237 kilogs.

N. B. — Les deux lignes horizontales correspondent à des coupes faites ultérieurement en vue de l'étude minéralogique.

astres, soumis à la gravitation solaire à la façon des planètes et des comètes. L'évidente portée de cette conclusion saute aux yeux.

4. Grêles de pierres. — Parfois l'aérolithe tombe en un seul morceau, surtout quand le Fer métallique y prédomine. Le plus souvent il éclate en l'air avec bruit et se divise en plusieurs fragments.

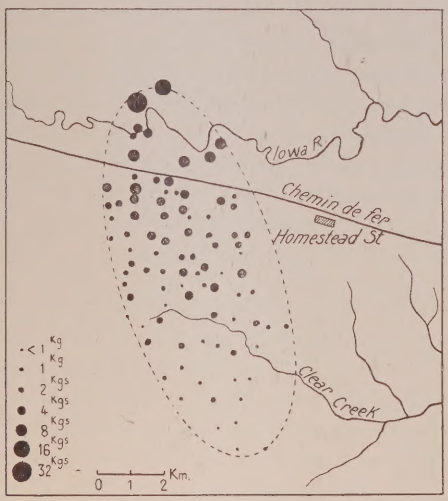


Fig. 156. — Grêle de Pierres de Homestead (Iowa).
Répartition topographique des fragments (d'après O.-C. Farrington).

Parfois aussi une véritable pluie de pierres s'abat à l'improviste sur toute une région. C'est ainsi que la célèbre chute de Laigle (1) (Orne) du 26 avril 1803 couvrit d'une grêle de 2 ou 3.000 pierres une surface elliptique de 11 kilomètres de long sur 4 de large. De même la chute de Pultusk (Pologne) du 30 janvier 1868 s'étendit sur une aire de 8 km. × 1,5 km. qui reçut plus de 100.000 projectiles. De même encore la

(1) Fletcher, *loc. cit.*, p. 25.

chute de Homestead (Iowa) (Fig. 156) porta sur une superficie de 11 km. × 6,5 km. (12 février 1875) (1).

En général les pierres sont en pareil cas toutes semblables (à la grosseur près) et revêtues d'une croûte extérieure identique. Leur composition est la même. Le grand axe de l'ellipse intéressée par l'averse est dirigé dans le sens du mouvement, les plus gros fragments tombant en avant.

La question se pose de savoir si les pierres formaient *déjà* un essaim avant leur entrée dans l'atmosphère ou si, primitivement réunies en une masse unique, elles doivent leur division à l'explosion de celle-ci. Dans le second cas, le grand nombre des pierres n'aurait qu'un intérêt assez restreint ; mais dans le premier, un pareil essaim ressemblerait fort à une véritable petite comète dont il constituerait le noyau. Les avis sont partagés : aucun des arguments allégués ne paraît absolument décisif. La première hypothèse — l'essaim (2) — semble, jusqu'à plus ample informé, de beaucoup la plus vraisemblable.

5. Les détonations. — On attribuait autrefois les détonations aux éclatements répétés du projectile. Il n'y a là qu'un phénomène d'onde de choc dû à ce que l'aérolithe se déplace avec une vitesse de l'ordre de 30 km./sec., très supérieure à celle du son, 340 m./sec. — Les choses se passent ici comme pour les obus de la « Bertha » allemande de 1918 : on les entendait parfois avec violence, alors qu'on était beaucoup trop loin du point de chute ou de la pièce (située à 120 kilomètres de Paris) pour percevoir normalement quoi que ce fût. Ce qui parvenait à l'observateur, c'étaient les sifflements engendrés par le projectile sur toute la portion de la trajectoire relativement voisine de lui et qui, par leur accumulation successive, produisaient un vacarme assourdissant, sans correspondre à rien de bien localisé.

(1) O. C. Farrington, *loc. cit.*, chapitre V, p. 46, « Averses Météoriques ».

(2) C'était l'opinion, croyons-nous, de Schiaparelli (*Entwurf etc.*, p. 210). — Le fait que, dans les grêles de pierres, les fragments sont tous recouverts de la croûte sui generis, est particulièrement frappant : ceci n'a pas lieu quand l'explosion se produit dans l'air.

La guerre a attiré l'attention sur ces faits. Bien auparavant, il y a 35 ans, un savant français, esprit fin et ingénieux, E. Durand-Gréville (1) avait eu l'idée première, reprise depuis, de l'explication ci-dessus.

En dehors du bruit principal, dont nous venons de parler, on entend aussi, dans le cas des météorites, les sifflements secondaires (analogues au sifflement d'une balle de fusil), dus aux différents fragments et sur lesquels il n'y a pas lieu d'insister.

6. Fréquence et répartition des chutes. — On connaît à peu près, à l'heure actuelle, 700 météorites authentiques, dont 350 survenues en présence de témoins oculaires sérieux. Il en tombe environ 2 ou 3 par an dans les régions habitées. Si l'on tient compte des pays désertiques et des océans, on peut sans doute évaluer leur nombre à plusieurs centaines annuellement.

La masse totale des aérolithes d'une année ne doit pas dépasser, à l'époque actuelle, quelques tonnes. Mais les apports de matière météorique provenant des étoiles filantes sont incomparablement plus abondants (2).

La répartition géographique des chutes de météorites n'a rien de très particulier étant donné leur rareté. On a remarqué toutefois qu'il y avait eu proportionnellement 2 ou 3 fois plus de chutes de fer météorique en Amérique que dans l'Ancien Continent et on en a cherché vainement la raison (3). Peut-être cela tient-il tout simplement à ce que le fer a été de bonne heure apprécié par les habitants de l'Europe, de l'Asie ou de l'Afrique, alors que les indigènes américains le connaissaient peu avant Christophe Colomb et ne se souciaient guère de ramasser les blocs qu'ils pouvaient trouver.

En ce qui concerne la fréquence des chutes suivant l'heure ou la saison, les statistiques sont encore bien incertaines : elles ne révèlent rien de saillant qui ne puisse s'expliquer

(1) Ch.-Ed. Guillaume, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 29, 1915, p. 393.

(2) Voir chapitre VII, §§ 4 et 8.

(3) O. C. Farrington, *loc. cit.*, p. 35.

en grande partie par des causes trop évidentes, étrangères aux faits étudiés.

7. Classification des météorites. — Les Météorites se partagent en trois grandes classes selon la proportion de Fer qu'elles contiennent : les fers météoriques, les aérolithes pierreux et ferrugineux, les aérolithes sans fer.

1° Les *fers météoriques* ou *sidérites* renferment de 80 à 95 0/0 de fer. Ils constituent une très petite minorité des météorites

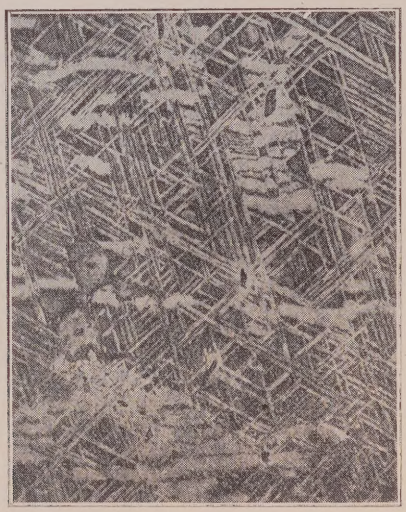


Fig. 157. — Figures de Widmanstätten.

que l'on a effectivement vu tomber. Sur 350 météorites figurant dans les musées (1), *10 ou 11 seulement* sont dans ce cas, soit 3 ou 4 0/0. La plus grosse pèse 50 kilogrammes (Cabin Creek, 27 mars 1886).

Toutes les sidérites contiennent du *Nickel* (2) (de 3 à 35 0/0)

(1) O. C. Farrington, *loc. cit.*, p. 4. — Voir aussi : Young, *General Astronomy*, édit. 1904, p. 466.

(2) Farrington, pp. 2 et 3.

et généralement un peu de *Cobalt*. Mais la présence du Nickel est le seul caractère absolu. Si l'on attaque au moyen d'un acide ou d'eau de brome une face polie d'un bloc de fer météorique, on y voit apparaître des sortes de losanges (fig. 157), bien connus des minéralogistes sous le nom de figures de Widmanstätten : ce sont des traces de cristallisation octaédrale ou cubique dont la présence est un indice certain, mais non pas indispensable, du caractère météorique d'un échantillon (1) : on cite en effet des fers météoriques qui ne le révèlent pas, sans doute à la suite d'un échauffement postérieur à la cristallisation.

Il y a, avons-nous dit, peu de sidérites dont la chute ait été observée. On trouve par contre, un peu partout sur le globe, de nombreux blocs de fer dont la nature météorique ne fait pas de doute, mais qui sont tombés à une époque inconnue. Ils contiennent du Nickel et du Cobalt, présentent en général les figures de Widmanstätten et sont environnés de terrains sans rapport avec eux. Les fers du Canyon Diablo dans l'Arizona — ce cratère si curieux déjà mentionné à d'autres propos (2) et qu'expliquerait seule la chute passée d'un énorme bolide — sont notamment dans ce cas.

Jusqu'en ces derniers temps, les plus gros de ces blocs étaient celui de El Ranchito (Mexique), estimé de 30 à 50 tonnes (3) et celui de Melville Bay (Groenland), amené à New-York par Peary, qui pèse 36 t. 5. Ces masses sont aujourd'hui surpassées par celle qui vient d'être découverte dans l'Adrar (4) et qui forme un parallélépipède dont les dimensions visibles sont de 100 mètres $\times$ 40 mètres, la troisième étant masquée par le sable accumulé : à supposer que celle-ci soit de 40 mètres au moins, on arrive à un volume de 160.000 mètres cubes et à une masse de l'ordre de 1 million de tonnes. Le bloc contient surtout du fer nickelé, mais aussi des

(1) Même ouvrage, pp. 3, 96 et 98. — Et aussi Fletcher, ouvrage cité, p. 40.

(2) Voir p. 331.

(3) Fletcher, p. 43.

(4) A. Lacroix, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 179, 1924, p. 309.

silicates dans une proportion voisine de 20 0/0 : il sert de transition entre la classe des sidérites et celle des aérolithes pierreux.

Il n'est pas toujours facile de distinguer les fers météoriques des blocs de fer natif; mais en général ces derniers se rencontrent au voisinage de roches basaltiques contenant des granules de fer et qui suffisent à les expliquer : tel le célèbre fer d'Ovifak (1) (Groenland occidental).

2° Les *aérolithes pierreux*, surtout composés de silicates, sulfures, phosphures etc., plus ou moins riches en fer, constituent la très grande majorité des aérolithes qu'on voit tomber. Le plus gros connu (293 kilogrammes) faisait partie de l'averse de Knyahinya (Hongrie) du 9 janvier 1866. Il doit y avoir beaucoup de météorites de cette classe dont la chute n'a pas été observée et qui, moins remarquables que les sidérites par leur aspect ou leur densité, restent inaperçues parmi les autres pierres.

Ces aérolithes sont presque invariablement recouverts d'une couche noire de vernis plutôt brillant, dû à une fusion superficielle et en général formé d'oxyde de fer magnétique. La croûte présente une série de bosses et de creux fort caractéristiques, ressemblant à des « coups de pouce » que l'on produirait avec les doigts dans une masse de cire, et que l'on attribue à l'action mécanique de l'air. L'épaisseur du vernis est mince (1 millimètre peut-être) ce qui prouve que l'action de la chaleur due au frottement de l'air ne doit guère dépasser la périphérie. On s'explique ainsi ce fait singulier, attesté par plusieurs personnes qui, témoins d'une chute d'aérolithe, ont cherché trop tôt à en ramasser les morceaux : l'extérieur est brûlant, l'intérieur glacé, tout comme la « glace frite » des cuisiniers chinois. Ce n'est là qu'une conséquence de la faible conductibilité calorifique de la plupart des roches : elles peuvent fondre à la surface et malgré cela conserver intérieurement la température très basse de l'espace interplanétaire.

L'intérieur des aérolithes pierreux possède, 11 fois sur 12,

(1) Fletcher, p. 44; Farrington, p. 206.

une structure granuleuse spéciale, dite « chondritique » (1). Des grains de fer, disséminés çà et là, apparaissent dans la masse qui rappelle, par sa contexture minéralogique, les roches basiques des régions profondes du globe (2) et notamment le *péridot*. Cette constatation suggestive a, on le conçoit, très frappé les géologues, Daubrée et Stanislas Meunier (3) entre autres. On est cependant loin d'être d'accord sur sa portée exacte — l'analogie n'est en effet pas absolue — tout comme sur l'interprétation à lui donner.

3° Enfin des aérolithes ne contenant pas de fer — *asidères* — existent aussi. Ils sont assez rares. On peut citer les météorites charbonneuses d'Alais (Gard) du 15 mars 1806 et d'Orgueil (Tarn-et-Garonne) du 14 mai 1864. Très friables, ces aérolithes s'altèrent rapidement aux intempéries, ce qui explique en partie leur rareté. On n'y a jamais trouvé de traces de vie organique, bien que la présence du Carbone l'ait fait espérer (4) et ceci porte un coup sensible à l'hypothèse de Lord Kelvin, reprise par S. Arrhénius, d'après laquelle des germes apportés par des aérolithes auraient été l'origine de la vie terrestre.

8. Composition chimique. — Les éléments les plus fréquemment rencontrés chez les météorites sont, par ordre : Fe, O, Ni, Si, Mg Viennent ensuite Al, Ca, C, Ph, S...

Aucun élément chimique nouveau n'y a jamais été découvert. Par contre, si l'on y trouve un certain nombre de roches ou d'éléments minéralogiques terrestres, d'autres sont inconnus sur la Terre. La rareté du quartz est à signaler.

(1) Cette structure est caractéristique des météorites : les roches terrestres ne la présentent jamais exactement (Fletcher, p. 49).

(2) A. Daubrée. *Les Régions invisibles du Globe et des Espaces Célestes*, Paris, Alcan, 1889, p. 221.

(3) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 28, 1914, p. 493.

(4) Fletcher, *loc. cit.*, p. 67. — Les rayons ultra-violets, dont le Soleil inonde l'espace interplanétaire, expliquent en partie cette absence de germes dans les météorites : la vie ne résiste pas à leur action. Voir P. Becquerel, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 38, 1924, p. 393.

Mais la composition moyenne des météorites (1) :

72,1 Fe ; 10,1 O ; 6,5 Ni ; 5,2 Si ; 3,8 Mg 0/0

ressemble d'une manière frappante à celle du globe lui-même et si la Terre était entièrement formée de pareils corps, sa densité serait peu différente de celle qu'on lui connaît, 5,5. — Un corps de cette composition moyenne aurait sensiblement — l'expérience a été faite par Lockyer — le même spectre que le Soleil.

Les aérolithes renferment aussi des gaz. On en a chauffé des fragments dans des tubes à vide traversés par des décharges électriques disruptives et on a observé le spectre produit. Ce spectre a été, à peu de chose près, celui des comètes (2) : le spectre de Swan du Carbone (dit « des Hydrocarbures »), ceux de l'Oxyde de Carbone et de l'Azote. On a aussi analysé quantitativement les gaz dégagés par les météorites sous l'action de la chaleur. On trouve d'ordinaire de 1 à 60 fois le volume (3 fois en moyenne) de gaz variés : l'Hydrogène, l'Acide Carbonique, l'Oxyde de Carbone, l'Azote, le Formène... (Graham (3), A. W. Wright). L'Hydrogène domine dans les sidérites, l'Acide Carbonique dans les autres.

9. Orbites des aérolithes. — Travaux de H. A. Newton. — Ces orbites sont moins inconnues qu'on pourrait le craindre. Le problème est le même que celui des orbites d'étoiles filantes, à cela près que les aérolithes sont encore plus inattendus.

H. A. Newton (4) a étudié en 1887 toutes les chutes d'aérolithes alors connues pour en déduire, si possible, les orbites et il a obtenu ainsi des résultats statistiques de grand intérêt. Sur 265 chutes, 55 durent être écartées comme incomplètement rapportées ; pour 94 autres, l'heure seule était connue ; enfin, pour 116 cas, on avait à la fois l'heure,

(1) Farrington, *loc. cit.*, p. 216.

(2) A. W. Wright, *American Journal of Science*, série 3, t. X, 1875, p. 44 ; t. XI, 1876, p. 253 et t. XII, 1876, p. 165. — Voir Farrington, *loc. cit.*, p. 190.

(3) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. XV, 1867, p. 502.

(4) *American Journal of Science*, série 3, t. XXXVI, 1888, p. 1.

le jour et la direction approchée de la vitesse relative : ce furent ceux auxquels s'attacha le savant américain.

Le point important est la détermination de la vitesse héliocentrique qui se déduit, nous l'avons vu (1), de la vitesse de la Terre et de la vitesse apparente, donnée en direction par le point d'émanation observé de l'aérolithe. En ce qui concerne la grandeur de la vitesse héliocentrique, H. A. Newton jugea imprudent, comme Schiaparelli pour les étoiles filantes, de trop compter sur les estimations particulières et il préféra admettre que toutes les météorites étaient, avant de rencontrer la Terre, animées de la vitesse parabolique de 42 km./sec. Si alors (fig. 147) de O comme centre avec cette vitesse comme rayon, on trace une sphère et si l'on mène un vecteur OV égal, parallèle et de sens inverse à

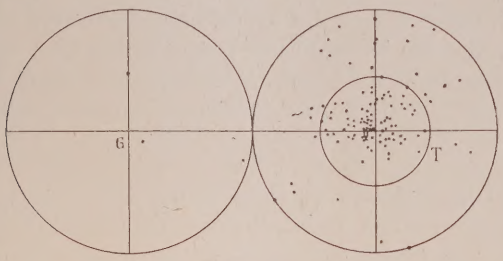


Fig. 158.

la vitesse terrestre, une parallèle menée de V à la direction apparente du mouvement donnera, par son intersection avec la sphère, la vitesse héliocentrique cherchée v'.

Les points d'émanation pour un observateur placé dans le Soleil une fois trouvés, H. A. Newton les représenta par un système de projection stéréographique qu'il est inutile de décrire ici. Il nous suffira de dire que celle-ci aboutit à la figure suivante (fig. 158), où les aérolithes dont le mouvement autour du Soleil était direct correspondent à des points du cercle de droite, ceux de mouvement rétrograde à des points du cercle de gauche.

(1) Page 445.

Or on constate que, sur 116 aérolithes étudiés, 109 avaient des orbites directes. La même figure montre (grâce à quelques considérations géométriques) que plus des 2/3 de ces aérolithes avaient sur l'écliptique des inclinaisons orbitales inférieures à 35°. Enfin 103 avaient des distances-périhélie comprises entre 1/2 et 1.

Ainsi les aérolithes *qui nous parviennent* suivent en majorité, immédiatement avant leur chute, des orbites directes et peu inclinées sur l'écliptique, c'est-à-dire présentant les caractères de celles des comètes périodiques.

L'intérêt de ces résultats saute aux yeux. D'ailleurs l'imprécision des observations, bien loin de faire apparaître des lois aussi nettes, serait au contraire de nature à les masquer. Mais il y a mieux. Nous avons classé à part 94 chutes dont l'heure seule était connue : or le fait seul que l'aérolithe venait sûrement d'un point au-dessus de l'horizon suffit ici — H. A. Newton le prouve — pour affirmer que, dans les trois quarts de ces 94 cas, le mouvement était encore direct. La principale des lois énoncées se trouve ainsi confirmée.

10. Bolides détonants. — Nous avons provisoirement distingué, à propos des étoiles filantes, les bolides silencieux — ou grosses étoiles filantes — et les bolides détonants, analogues d'aspect, mais qui éclatent avec bruit. Il est à peu près sûr que ces derniers, formés de matière solide compacte ne sont que des aérolithes dont on n'a pas retrouvé les morceaux.

On peut même aller plus loin. La distinction entre bolides silencieux et bolides détonants n'est sans doute, elle aussi, qu'une affaire de plus et de moins. Une statistique de G. von Niessl (1) établit en effet que plus la hauteur d'éclatement d'un météore (étoile filante, bolide ou météorite) est basse, plus forte est la proportion des bolides détonants. Ainsi 102 gros météores (dont 7 météorites) ont fourni les résultats suivants :

(1) *Smithsonian Miscellaneous Collections*, vol. 66, n° LXVI, 1917 (Washington), p. 26.

Altitude limite	Altitude finale moyenne	Nombre de cas	Proportion de bolides détonants	Vitesse géocentrique moyenne
—	km.	—	—	km
Au-dessus de 60 km. . .	86,4	12 dont 1 détonant	1 sur 12	51 8
De 50 km. à 60 km . .	54,2	19 » 3 »	1 sur 6,3	55,0
De 30 km à 50 km. . .	39,0	43 » 16 »	1 sur 3,7	40,6
Au-dessous de 30 km. . .	24,0	28 » 13 »	1 sur 2,1	37,6

Si donc beaucoup de bolides ne détonent pas, cela peut tenir en partie au peu de matière compacte dont ils sont formés ; mais cela tient aussi et *surtout* à leur plus grande hauteur d'éclatement qui empêche de les entendre. Et cette grande hauteur, elle est vraisemblablement due elle-même — les chiffres de von Niessl le montrent assez — à ce que leur vitesse relative était plus forte et la résistance de l'air partant plus efficace pour les arrêter.

11. Bolides hyperboliques. — On s'est également demandé s'il existait des bolides à trajectoires hyperboliques. Les travaux de H. A. Newton (§ 9) prouvent en tout cas que ceux-ci ne tombent pas en majorité sur la Terre sous forme d'aérolithes. Il y en a pourtant : la chose est aujourd'hui démontrée. Tels étaient, par exemple, les aérolithes de Pultusk, du 30 janvier 1868, dont l'excentricité orbitale atteignait 2,277 (1) et l'on en cite bien d'autres.

Mais mettons à part les météorites. La méthode photographique du Dr Elkin a révélé l'existence d'un certain nombre de bolides fortement hyperboliques et levé tous les doutes qu'autorisait la difficulté des observations de vitesses. Il est à remarquer que la plupart de ces bolides n'ont pas détoné : cela tient probablement, on l'a vu, aux vitesses élevées dont ils étaient animés et qui, sauf le cas de dimensions exceptionnelles, ont dû les faire éclater à de grandes hauteurs.

Dans un ordre d'idées analogue, la loi de H. A. Newton sur les mouvements directs des aérolithes qui nous parviennent s'explique en partie par cette circonstance qu'à masse égale les aérolithes rétrogrades, se déplaçant plus rapide-

(1) G. von Niessl, *loc. cit.*, p. 33 — On trouve à la fin de ce Mémoire une bibliographie sur la détermination des orbites des météores et des bolides.

ment (1) dans l'atmosphère, ont plus de chances que les autres de s'y consumer avant d'atteindre le sol. L'avenir nous éclairera sans doute sur la portée de cette remarque.

De tout cela il résulte que les orbites des bolides et des aérolithes nous offrent une grande variété. Le fait qu'il y en a d'hyperboliques prouve que, parmi ces corps, certains nous arrivent en droite ligne des espaces interstellaires et c'est là un point qui peut avoir bien des conséquences suggestives.

12. Poussières cosmiques. — Les étoiles filantes, les bolides et les aérolithes doivent laisser des cendres ou des oxydes métalliques provenant de leur combustion. Ces poussières sont souvent, près des lieux habités, difficiles à distinguer de celles d'origine industrielle ; mais en fait, dans

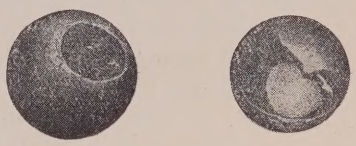


Fig. 159. — Sphérules d'Oxyde de Fer magnétique trouvées au fond des mers (Murray et Renard).

les neiges des hautes montagnes, dans la grêle, sur les monuments élevés, on trouve des particules d'oxyde de fer magnétique fort semblables entre elles et dont la nature cosmique n'est pas douteuse.

Ces particules sont d'ailleurs microscopiques : Gaston Tissandier (2) qui les a notamment étudiées, n'en recueillit jamais que de très petites quantités. Mais dans les régions polaires, au cours du voyage de la Véga (en 1874), A. E. Nordenskjöld (3) fut plus heureux : il en récolta de 0,1 mg. à 1 milli-

(1) Car la vitesse de la Terre s'ajoute à la leur au lieu de s'en retrancher.

(2) *Les Poussières de l'air*, Paris, Gauthier-Villars, 1877. — Voir aussi C. Flammarion, *Astronomie populaire*, éd. 1881, p. 614.

(3) « *Voyage de la Véga* », traduction Ch. Rabot et Ch. Lallemand, Paris, Hachette, 1883-1884, t. I, p. 291.

gramme par mètre carré de surface neigeuse, ce qui est fort appréciable.

On peut ranger dans la même catégorie les sphérules d'oxyde de fer magnétique (fig. 159) de 0,3 mm. de diamètre environ, draguées au fond des océans par MM. Murray et Renard (1) lors de l'expédition du « Challenger ». — Toutes ces particules, aussi bien terrestres que marines, contiennent comme les fers météoriques, du Nickel et du Cobalt, qui soulignent clairement leur provenance cosmique (2).

13. Transition graduelle des étoiles filantes aux aérolithes. — En tout cas il semble bien qu'entre la petite étoile filante silencieuse, visible seulement dans les lunettes, et les énormes météorites qu'on connaît, la transition soit continue. Les bolides des averses météoriques la rendent même manifeste.

Tous ces corps, quelle que soit leur taille, éclatent dans la haute atmosphère entre 50 et 150 kilomètres d'altitude ; leurs vitesses sont du même ordre et comparables à celles des comètes. Tous doivent renfermer des corps solides, si petits qu'ils soient : des gaz se diffuseraient. Tous présentent les mêmes variétés de couleurs et laissent les mêmes traînées. Enfin les spectres que donnent en brûlant les aérolithes ressemblent à ceux des autres météores. Quant au bruit, il n'a, on l'a vu, pas grande signification.

A l'encontre de ces analogies, on a prétendu que les étoiles filantes étaient un phénomène périodique et que les aérolithes n'en étaient pas un. Mais les étoiles filantes ne sont périodiques qu'en raison de l'abondance de quelques essaims non encore parvenus au stade de la dissémination complète. Et les aérolithes sont beaucoup trop rares pour qu'on puisse en donner des statistiques échappant, sous ce rapport, à toute objection.

On a allégué aussi qu'il n'était arrivé qu'une seule fois

(1) Sir Archibald Geikie, *Text-Book of Geology*, 2e édition, Londres, 1885 (Macmillan), p. 424.

(2) A. E. Nordenskjöld, *Comptes Rendus*, t. 78, 1874, p. 236; E. Yung, *Comptes Rendus*, t. 83, 1876, p. 242; G. Tissandier, même volume, p. 76.

qu'un aérolithe tombât durant une pluie d'étoiles filantes, le 27 novembre 1885 (1) (Fer de Mazapil). On pourrait ajouter quelques autres exemples à celui-là : le dernier remonte, croyons-nous, à 1919 et à la même date (2). Mais il est certain que de pareilles coïncidences sont très exceptionnelles. Or cette rareté peut tenir à la manière dont s'opère l'éparpillement de la matière cométaire ; les divers matériaux se répartissent très probablement d'après leurs masses : les petits corps ne sauraient alors voisiner avec les gros (3).

14. Origine des aérolithes. — C'est là un problème qui a beaucoup préoccupé les savants et qui n'est pas près d'être résolu. Beaucoup d'aérolithes se ressemblent entre eux, ce qui suggère l'idée d'une origine commune, sinon pour tous du moins pour certains. Les roches qui les constituent rappellent souvent aussi des roches terrestres; il paraît donc assez naturel que ces corps soient les débris d'une ou de plusieurs planètes analogues à la Terre, qui auraient éclaté ou se seraient heurtées dans des circonstances et à une époque inconnues.

Rien ne dit, du reste, que ces cataclysmes aient eu pour théâtre le Système Solaire, ni qu'une immense suite de siècles, remplie de vicissitudes variées, n'ait pas suivi cette période initiale...

On s'est demandé si les aérolithes ne provenaient pas d'*éruptions solaires* (4). Mais ils contiennent souvent des corps combustibles ou décomposables par la chaleur et ils changent beaucoup d'aspect quand on les chauffe. L'hypothèse paraît donc insoutenable.

Des *volcans terrestres* ne sauraient communiquer à un projectile de vitesses supérieures à 1 km./sec. au grand maxi-

(1) Young, *General Astronomy*, p. 478 (éd. 1904).

(2) *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 33, 1919, p. 526.

(3) C'est ainsi que dans les grêles de pierres (fig. 156) les gros fragments tombent *en avant*.

(4) H C. Sorby, On the structure and origin of meteorites, *Nature*, t. XV, 1877, p. 495.

mum (1) : or il en faut une de 11 km./sec. pour qu'un mobile échappe à l'attraction de la planète et vienne graviter, comme le font les météorites, autour du Soleil. Les volcans actuels ne donnent du reste pas de laves qu'on puisse le moins du monde comparer aux aérolithes. On a alors pensé à des *volcans terrestres fossiles*. Cette idée, soutenue par Tisserand (2), aurait l'avantage que, partis de la Terre, les projectiles y retomberaient sûrement. Mais, fossiles ou non, les volcans supposés devraient avoir une puissance à peu près inadmissible.

Laplace, Biot et Poisson avaient songé à des *volcans lunaires* (3). Ils avaient calculé qu'une vitesse de 2.900 m./sec. suffisait. Seulement les aérolithes expulsés ainsi graviteraient autour de la Terre et non pas du Soleil : l'objection de la vitesse minimum de 11 km./sec. subsiste ici, aggravée du fait que la Lune est plus petite que la Terre et n'a pas de volcans en activité. Avec cela les projectiles lunaires, une fois partis, n'auraient que des chances extrêmement minimes de rencontrer notre planète.

Un satellite détruit de la Terre (4), une sœur de la Lune qui aurait éclaté autrefois, se heurterait aux mêmes difficultés et, sans insister sur l'arbitraire d'une hypothèse que rien ne paraît autoriser, on ne voit pas pourquoi cet astre problématique se serait ainsi complètement émietté, en aussi petits morceaux.

On a parlé encore d'autres planètes, de volcans situés sur certains astéroïdes ou petits satellites. Mais, pour atteindre la Terre dans ces conditions, les volcans en question devraient

(1) L'éruption du Krakatoa en 1883, une des plus puissantes connues, n'a guère projeté *de gros blocs* à plus de 15 kilomètres de distance : ceci correspond à des vitesses de l'ordre de 400 m./sec. (A. Guillemin, *La Météorologie*, 1885, p. 482, Paris, Hachette). — Le Cotopaxi est cité pour avoir envoyé une roche de 10 tonnes à 14 km. 5 : la vitesse est du même ordre.

(2) *Bulletin Astronomique*, t. VII, 1890, p. 453. — Voir aussi : R. S. Ball, *Nature*, t. XIX, 1879, p. 493.

(3) Sir R. S. Ball, *loc. cit.* ; Poisson, *Bulletin des Sciences*, publié par la Société Philomathique de Paris, 1803, vol. III, n° 71, p. 180.

(4) Stanislas Meunier, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 28, 1914, p. 493.

exécuter un véritable tir à la cible. Sur 50.000 projectiles que nous enverrait ainsi Cérès par exemple, un seul en moyenne d'après la théorie des probabilités, pourrait nous atteindre (Sir Robert Ball) (1). L'activité de ces volcans dépasserait alors toute imagination...

A tous ces points d'interrogation, il n'y a pas, répétons-le, à l'heure actuelle de réponse universellement acceptée. Une idée plus naturelle que les précédentes — plus vraisemblable aussi, croyons-nous — est celle de chocs possibles entre petites planètes de toutes grosseurs, chocs qui doivent avoir pour effet de briser ces dernières en morceaux, précisément analogues à ceux qui nous parviennent. — On a, plus souvent encore, pensé aux comètes. Les probabilités sont aujourd'hui, on l'a vu (2), pour que les comètes soient formées de météorites éparses, séparées par de grands intervalles. Un essaim de pierres tel que celui tombé à Pultusk le 30 janvier 1868 ou celui de Homestead du 12 février 1875 (fig. 156) ne doit pas différer au fond d'une petite comète. Et nous sommes ainsi ramenés au problème de l'origine des comètes.

Peut-être.... peut-être y a-t-il en réalité deux sortes de météorites (3) et même trois. Certains météores ou aérolithes et aussi certains petits essaims nous arriveraient *directement* de l'espace interstellaire : ce seraient les bolides hyperboliques. D'autres matériaux, dont les vitesses se seraient trouvées longtemps égales, parallèles et peu différentes de la nôtre vers l'Apex, se grouperaient naturellement en essaims plus volumineux avant de nous parvenir : ce seraient les comètes proprement dites, observées par nous comme telles. Leurs orbites, d'abord paraboliques ou très excentriques — et nous sommes ici sur un terrain plus ferme — se modifieraient avec le temps à la suite de « captures » successi-

(1) *Loc. cit.* — Et aussi : *The Story of the Heavens*, éd. 1897, p. 356 (Londres, Cassell).

(2) Page 416.

(3) Telle est notamment l'opinion de G. von Niessl, *Encyklopädie der Mathematischen Wissensschaften*, Band VI 2, 10, 1907, p. 427 et aussi *Smithsonian Misc. Coll.*, mémoire de 1917 déjà cité, p. 33.

ves (1) : ces corps deviendraient des comètes périodiques à durées de révolution de plus en plus courtes. La désagrégation due aux perturbations interviendrait alors et donnerait naissance aux étoiles filantes ou à certains aérolithes d'orbites elliptiques. Enfin les rencontres d'astéroïdes constitueraient, nous l'avons dit, une troisième cause admissible de production d'aérolithes de cette dernière catégorie.

De toute façon, la formation minéralogique des aérolithes paraît avoir précédé de beaucoup la période actuelle de leur histoire. Avant qu'ils puissent graviter autour du Soleil, leurs constituants ont dû s'agglomérer au cours d'un stade antérieur, peut-être hors du Système Solaire et à une époque aussi reculée que celles, se chiffrant par milliards d'années, envisagées par les géologues.

Fig. 160. — Lumière zodiacale au Japon (d'après Jones).

15. La Lumière Zodiacale et le Gegenschein. — La Lumière Zodiacale se rattache, selon toute probabilité, à l'ordre de faits dont nous venons de nous occuper. C'est une lueur diffuse (fig. 160), visible au crépuscule autour du Soleil : de forme conique, elle est orientée dans le plan de l'écliptique ; sa

(1) Voir plus haut p. 433.

plus grande largeur étant de 20 ou 30°, elle peut s'étendre jusqu'à 90° du Soleil. Les meilleurs moments pour la voir sont, dans nos climats, ceux où l'écliptique est le plus près d'être perpendiculaire à l'horizon, en février par exemple, 2 ou 3 heures après le coucher du Soleil et en octobre, 2 ou 3 heures avant son lever. La Lumière Zodiacale est beaucoup plus visible dans les pays équatoriaux, où l'écliptique se dresse presque verticalement : elle se présente alors sous l'aspect d'une bande lumineuse faisant le tour du Ciel entier.

Cette curieuse lueur avait été, croit-on, remarquée par les Egyptiens, bien que les auteurs grecs et latins n'en fassent pas mention : elle était connue des astronomes du XVI^e^ siècle et J. D. Cassini lui consacra au XVII^e^ des recherches étendues. — Un autre phénomène du même genre, dont nous ne dirons que quelques mots, le Gegenschein, a été découvert plus récemment (vers 1730) et étudié surtout par Brorsen (1) vers 1855. On l'aperçoit (2) sous la forme d'une lueur indistincte, localisée, dans les nuits obscures, à l'opposé du Soleil ; elle se confond sous les tropiques avec les parties extrêmes de la Lumière Zodiacale dont elle complète le cercle.

Le Gegenschein est ovale : il a peut-être 10 ou 20° de large dans le sens de l'écliptique et 5 ou 10° dans l'autre. On a songé (3) à le rattacher à une classe de solutions périodiques du Problème des 3 Corps, étudiée par Lagrange. Sur la droite qui joint le Soleil à la Terre, à 236 rayons terrestres de nous, un petit corps attiré par le Soleil et par la Terre peut graviter en équilibre stable : une fois parvenu en ce point, il ne s'en éloignera que très peu : la région doit donc être pour les météorites un lieu de prédilection et ce serait la lumière diffusée par elles qui constituerait le Gegenschein.

(1) *Astronomische Nachrichten*, t. 42, 1885, n° 998, p. 219.

(2) E. E. Barnard, *Popular Astronomy*, t. VII, 1899, p. 169. — Voir aussi dans le même recueil : t. XXIII, 1915, p. 207 ; t. XXIV, 1916, p. 31 ; t. XXVII, 1919, p. 109.

(3) H. Gyldén, *Bulletin Astronomique*, t. I, 1884, p. 369 et F. R. Moulton, *Introduction to Celestial Mechanics*, 1902, p. 209 (New-York, Macmillan).

Mais revenons à la Lumière Zodiacale. Elle forme, semble-t-il, un ellipsoïde lenticulaire très aplati, centré sur le Soleil : elle doit en outre s'étendre au delà de l'orbite terrestre (fig. 161). — On s'est beaucoup demandé quel est au juste l'orientation de son plan diamétral et en particulier si ce plan coïncide avec l'écliptique ou avec l'équateur solaire. Des mesures photométriques en divers points du Ciel peuvent seules trancher la question. Celles-ci ont été entreprises par M. Max Wolf et par M. B. Fessenkoff (1) ; mais les résultats les plus complets actuellement sont ceux de M. P. J. van Rhijn (2) : ils établissent que la Lumière Zodiacale est sensiblement orientée dans le plan de l'écliptique.

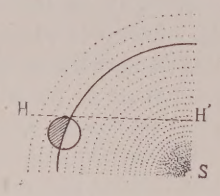


Fig. 161.

Le spectre d'une lueur aussi faible et surtout aussi vague (car son éclat intrinsèque est de l'ordre de celui de la Voie Lactée) est, bien entendu, difficile à obtenir : la moindre brume, l'éclairement diffus résultant du voisinage des villes suffisent à tout masquer. On a généralement trouvé un spectre continu ; notamment E. Liais (3), A. W. Wright (4), A. J. Ångström et H. C. Vogel (5) y ont aperçu la raie verte de l'Aurore Boréale. Mais les travaux les plus approfondis dans ce sens sont ceux de M. E. A. Fath, à Lick en 1908, puis au Mont Wilson en 1909. A l'aide d'un spectroscope à fente très lumineux, M. Fath (6) a trouvé, en posant plus de 12 heures, que le spectre continu était coupé des trois principales raies sombres de Fraunhofer G, H, K ; aucune raie brillante n'apparaissait :

(1) *Astronomische Nachrichten*, t. 198, 1914, n° 4752, p. 465. Et surtout : *Thèse*, Paris, 1914 (Gauthier-Villars). — On trouvera dans cette Thèse de nombreuses références bibliographiques.

(2) *Astrophysical Journal*, t. L, 1919, p. 356.

(3) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 74, 1872, p. 262. — Voir aussi : *L'Espace Céleste*, 2e éd., 1882, p. 181 (Paris, Garnier).

(4) *American Journal of Science*, série 3, t. VIII, 1874, p. 39.

(5) *Astronomische Nachrichten*, t. 79, n° 1893, 1872, p. 327.

(6) *Lick Observatory Bulletin*, t. V, 1909, n° 165, p. 141.

Vogel puis M. V. M. Slipher (1) ont du reste montré que la raie parfois citée de l'Aurore Boréale, dont l'origine est localisée dans notre atmosphère, s'observe par les nuits très pures en tous les points du Ciel.

Nous avons donc affaire à de la lumière solaire réfléchie. Maintenant la réflexion se fait-elle sur de petits corps solides de dimensions finies ou sur de simples molécules gazeuses? Dans le premier cas, la lumière n'est pas polarisée; elle l'est dans le second. Les observations sur ce point paraissent contradictoires. A. W. Wright (2) et bien d'autres ont trouvé de la polarisation; nous en avons reconnu nous-même en janvier 1910; certains astronomes par contre, Liais (3) notamment, presque sous l'équateur et dans des essais répétés, n'en ont pas trouvé du tout. — Il semble vraisemblable que la Lumière Zodiacale n'est que partiellement polarisée : il y aurait donc, à la fois, pour nous renvoyer les radiations solaires, des matériaux solides et des molécules gazeuses.

On a cherché à interpréter la Lumière Zodiacale de bien des façons. J. Stoney, S. Arrhénius (4) et M. J. Evershed ont voulu y voir une sorte de queue cométaire de la Terre; mais l'ensemble des faits ci-dessus ne paraît pas confirmer cette opinion. Aussi l'explication la plus communément adoptée est-elle celle défendue par H. von Seeliger (5), d'après laquelle il s'agirait d'une nuée de corpuscules matériels ou de molécules gazeuses environnant le Soleil et en révolution autour de lui, conformément à la loi des aires. Ces petits corps et ces gaz résultent vraisemblablement de la dispersion des essaims météoriques et ne peuvent guère que provenir en dernière analyse de la désagrégation des comètes.

(1) *Astrophysical Journal*, t. XLIX, 1919, p. 266. — Voir aussi plus loin p. 483.

(2) Newcomb-Engelmann-Ludendorff, *Populäre Astronomie* (déjà cité), p. 521.

(3) *Comptes Rendus*, t. 47, 1858, p. 450. Et *L'Espace Céleste*, déjà cité, p. 196.

(4) *Lehrbuch der Kosmischen Physik*, 1903, p. 454 (Leipzig, S. Hirzel).

(5) *Sitzungsberichte der Münchener Akademie*, t. XXXI, 1901 et t. XXXVI, 1906.

C'est sans doute à cette nuée de poussières et de débris, dont les effets sont tout à fait comparables à ceux d'un milieu résistant continu, qu'il faut attribuer la diminution progressive bien connue de la période de la Comète d'Encke (1) : les irrégularités du phénomène s'expliquent elles-mêmes parfaitement par des anomalies locales du milieu, tout comme par les modifications qu'éprouve au cours du temps la comète (2).

16. Lumière du ciel nocturne. — La Lumière Zodiacale, quelle que soit son origine, a sans doute encore une autre manifestation qui a fait l'objet de travaux récents. On a souvent constaté que la lumière des étoiles visibles ne rend compte qu'en partie de l'éclat total du Ciel : la « pâle clarté qui tombe des étoiles » semble en un mot plus intense que les statistiques stellaires ne le feraient supposer (3).

L'explication la plus simple consisterait à attribuer cette luminosité aux étoiles invisibles ; mais il en faudrait, pour interpréter les faits, 50 ou 100 fois davantage que les estimations les plus libérales ne permettraient de l'admettre. Il se pourrait qu'il y eût là un phénomène se rattachant aux aurores boréales : le spectre de la lumière du ciel nocturne a en effet pu être étudié et certains observateurs (4) y ont fréquemment trouvé la raie verte de l'Aurore Boréale λ 558.

(1) Cette période de 3,3 années diminue de 2 heures environ à chaque révolution. Voir H. Poincaré, *Hypothèses Cosmogoniques*, p. 117. Et : S. Oppenheim, *Encyklopädie der Math. Wiss.*, Bd. VI 2A, Heft 8, p. 910.

(2) Peut-être doit-on rattacher au même ordre d'idées la « Réfraction annuelle » assez énigmatique annoncée par L. Courvoisier en 1905 et d'après laquelle les rayons lumineux éprouveraient près du Soleil une déviation analogue à celle prévue par la Théorie d'Einstein. Le phénomène ne paraît d'ailleurs pas encore définitivement établi. — On trouvera des informations sur cette question dans : F. Kottler, *Encyklopädie der Mathematischen Wissenschaften*, Band VI2B, Heft 1, 1922, Leipzig (B. G. Teubner) et dans P. Salet, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 38, 1924, p. 382.

(3) A. Boutaric, *La lumière et les radiations invisibles*, Paris, 1925, Flammarion, p. 218.

(4) Ch. Fabry, *Astrophysical Journal*, t. L, 1919, p. 308. — Lord Rayleigh (*vide infra*) a aussi assez constamment trouvé cette raie en Angleterre.

Mais il est beaucoup plus vraisemblable que l'on a affaire à de la lumière solaire diffusée par les particules éparses du milieu cosmique — celles-là même qui constituent la Lumière Zodiacale. M. J. Dufay (1), par de très longues poses avec un spectroscope à fente, a en effet reconnu dans le spectre du fond du Ciel les raies noires de Fraunhofer : il s'agit donc en somme surtout de radiations solaires réfléchies. Les particules qui interviennent ici peuvent être solides ou gazeuses : la prédominance qu'on paraît avoir observée de rayons de grande longueur d'onde (2) ferait pencher la balance en faveur de particules solides et les expériences de polarisation (3) qui ont été tentées plaident dans le même sens.

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 176, 1923, p. 1290.
(2) Lord Rayleigh, *Proceedings of the Royal Society of London*, série A, t. XCIX, 1920, p. 10.
(3) H.-A. Babcock, *Astrophysical Journal*, t. L, 1919, p. 227.

QUATRIÈME PARTIE

LES ÉTOILES ET LES NÉBULEUSES

CHAPITRE PREMIER

CLASSIFICATION SPECTRALE DES ÉTOILES

1. Quelques mots d'historique. — Fraunhofer avait découvert le spectre solaire en 1814; ce fut encore lui qui annonça en 1817 que les Étoiles avaient, elles aussi, des spectres caractéristiques, souvent différents de celui du Soleil, mais formés également d'un fond brillant continu interrompu par des raies sombres (Pl. XXX).

Bientôt, vers 1860, Donati, Janssen, le P. Secchi, Sir W. Huggins, un peu plus tard H. C. Vogel, étendirent ces recherches : ils reconnurent en particulier la présence quasi-universelle de l'Hydrogène qu'on aperçoit dans presque toutes les étoiles. Puis la plupart des métaux terrestres, le Sodium caractérisé par la double raie jaune que, dans le Soleil, Fraunhofer avait appelée D, le Calcium avec ses raies *g*, H et K (les deux dernières très fortes), le Magnésium associé au groupe *b* dans le vert, enfin le Fer avec ses multiples raies et d'autres éléments encore furent tour à tour décelés dans les étoiles.

Les travaux de Sir Norman Lockyer, sur le Soleil d'abord puis sur les autres astres, virent le jour ensuite, ainsi que ses tentatives souvent audacieuses pour reproduire ici-bas les spectres stellaires la spectroscopie astronomique entra par là dans sa voie définitive, où une étroite association des expériences de laboratoire avec l'observation du Ciel constitue l'un de nos principaux moyens d'investigation.

2. Première idée d'une évolution progressive des étoiles. — On en vint peu à peu, au cours de toutes ces études, à penser que les différences que présentent entre eux les

spectres stellaires ne proviennent pas d'une diversité de composition chimique due au hasard, mais bien de ce que les étoiles du Ciel ne sont pas toutes parvenues au même stade de leur développement.

C'était là une idée chère à William Herschel, bien avant les découvertes de l'Analyse Spectrale. Nous sommes placés vis-à-vis de l'Univers stellaire comme devant une forêt où nos regards embrassent à la fois une multitude d'arbres de différents âges, depuis le gland qui commence à germer jusqu'au chêne robuste, en passant par l'arbrisseau. En fait la vie humaine est assez longue pour que, sans voir de nos yeux croître les arbres, nous puissions du moins constater avec certitude leur croissance. Mais, même si nous n'avions pas cette ressource, une classification rationnelle des végétaux de la forêt nous suffirait, sans doute, pour concevoir dans le temps ce qui ne se manifeste à nous directement que dans l'espace. Tel est le problème que nous pose la contemplation réfléchie du Ciel.

3. Classification de Secchi. — C'est la plus simple de beaucoup. Secchi distingue, parmi les astres visibles à l'œil nu :

I. *Les Etoiles blanches ou bleues.* — Ces étoiles représentent environ la moitié de tout l'ensemble. Les raies de l'Hydrogène larges et sombres, formant une série régulière facilement reconnaissable, y apparaissent prédominantes. Les autres raies sont très peu apparentes ou manquent tout à fait. Principaux exemples : Véga, Sirius, Altaïr.

II. *Les Etoiles jaunes.* — C'est la classe à laquelle appartient le Soleil : elle compte à peu près autant d'étoiles que la première. Le spectre est formé de raies fines, très nombreuses, analogues à celles du spectre solaire et en général dues à des métaux. L'Hydrogène apparaît encore, mais bien affaibli. Principaux exemples : Capella, le Soleil, Arcturus.

III. *Les Etoiles rouges ou orangées.* — Ces étoiles sont au nombre de 500 environ ; beaucoup sont variables. Leurs spectres possèdent encore des raies métalliques, celles du Calcium surtout. Mais on y voit en outre de nombreuses

bandes obscures dont l'arête est tournée vers le violet et qui vont en s'estompant vers le rouge. Principaux exemples : Bételgeuse, Antarès.

IV. *Les Etoiles rouge rubis.* — Il y en a 250 à peu près. Toutes sont assez faibles (inférieures à la 5e grandeur). Les qualifier de « rubis » est peut être exagéré : il n'y a guère qu'une étoile dans le Ciel (R Lièvre) qui, croyons-nous, mérite vraiment ce nom. Quoi qu'il en soit, ces étoiles sont nettement rouges. Leur principal caractère est la présence de larges bandes estompées vers le violet dont l'arête est tournée vers le rouge. Ces bandes sont dues au Carbone. Principaux exemples : 152 Schjellerup (l'étoile n° 152 du Catalogue de Schjellerup), 19 Piscium.

4. Les étoiles a raies brillantes. — La classification de Secchi ne comprend que des étoiles à raies sombres. Elle laisse de côté les astres à raies brillantes (Pl. XXXII) qui n'étaient pas connus à l'époque et que E. C. Pickering, lors de ses premières recherches sur les spectres stellaires, rangea dans une Ve classe. Ces étoiles sont relativement très rares ; mais par leur singularité même elles ont une importance évidente, quoique mal précisée encore, dans l'ordre évolutif. On peut les partager en deux catégories :

Les unes (1), comme γ Cassiopeiæ, comme beaucoup d'étoiles des types III et IV, comme certaines étoiles du type I (étoiles à Hélium), ont seulement *quelques* raies brillantes, le plus souvent les premières raies de l'Hydrogène en commençant par le rouge, les autres étant sombres. Parfois encore, dans des étoiles du type II, les raies H et K du Calcium apparaissent (ainsi qu'on le voit dans le Soleil avec une forte dispersion) formées d'une large raie d'absorption, coupée en son centre par une raie brillante.

Toutes ces étoiles-là ne diffèrent probablement pas beaucoup de leurs congénères du même type spectral. La présence de raies brillantes y semble exceptionnelle et Secchi n'avait

(1) Ces étoiles ont été fort étudiées, notamment par M. P. W. Merrill, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXII, 1920, p. 336 et aussi dans les tomes suivants du même recueil.

guère pu la remarquer. C'est vraisemblablement l'épaisse atmosphère de ces astres qui se manifeste ainsi (1) sous forme de « renversements » dont l'arc électrique nous donne souvent ici-bas des exemples.

Mais il y a aussi des étoiles d'un tout autre caractère, qui furent découvertes en 1867 par les deux astronomes français Ch. Wolf et G. Rayet et qui portent leurs noms associés. Les Etoiles de Wolf-Rayet, très peu nombreuses (une centaine peut-être) sont presque toutes faibles ; aucune de celles visibles à Paris ne dépasse la 6e grandeur. Leur spectre est continu avec de très fortes raies brillantes et on n'y voit que très exceptionnellement des raies sombres. Ces étoiles rentrent assez mal dans les classifications existantes, mêmes dans les plus modernes dont nous parlerons bientôt. Elles sont par contre étroitement apparentées aux étoiles nouvelles ou Novæ : il est même de plus en plus vraisemblable que l'on doit voir en elles les vestiges affaiblis de Novæ apparues au cours des siècles passés. Nous nous occuperons de ces astres en détail dans un autre Chapitre. en même temps que des Novæ.

Même en rangeant à part ces dernières étoiles, la classification de Secchi est bientôt devenue tout à fait insuffisante. Les recherches de laboratoire ont en effet mis en évidence de nouveaux caractères spectraux applicables aux astres. Avant d'aller plus loin, nous dirons quelques mots de ces découvertes dont l'importance a été considérable en Physique au point de vue de la constitution de l'atome et qui jouent maintenant en Astronomie un rôle de plus en plus grand.

5. Le spectre de l'Hydrogène. — L'Hydrogène, nous l'avons vu, occupe, dans la Chimie du Ciel, une place aussi prépondérante que dans la Chimie terrestre ; on le rencontre autant dire partout.

(1) On trouvera une explication détaillée de ce phénomène, due à M. Megh Nad Saha, dans l'ouvrage de M. S. Mitchell, *Eclipses of the Sun*. New York, 1923 (Columbia University Press), p. 309 — Une autre interprétation du même genre avait déjà été donnée par M. H. Kayser (*Astrophysical Journal*, t. XIV, 1901, p. 313).

Son spectre (1) se compose des quatre raies visibles bien connues C, F, G', *h* (dans la notation de Fraunhofer) du spectre solaire, auxquelles viennent s'ajouter des radiations ultra-violettes formant avec celles-là une suite parfaitement régulière. On désigne d'ordinaire les raies de l'Hydrogène par les lettres H_α, H_β, H_γ, etc... Voici les longueurs d'onde des premières :

H_α 6563,04 ; H_β 4861,49 ; H_γ 4340,66 ;
rouge [C] vert-bleu [F] bleu [G']

H_δ 4101,85 ; H_ε 3970,25 ; H_ζ 3889,15.
violet [*h*] début de l'ultra violet [H] ultra-violet

La série se poursuit dans l'ultra-violet, de plus en plus resserrée, jusqu'à une limite asymptotique de longueur d'onde 3647,2.

Toutes ces radiations satisfont — chose extrêmement remarquable — à une relation numérique très simple, dite *formule de Balmer*, qui rattache leurs longueurs d'onde λ à la suite naturelle des nombres entiers et s'écrit :

$$\lambda = A \frac{n^2}{n^2 - 2^2} \qquad \text{(avec } A = 3647,2 \text{ et } n = 3,\ 4,\ 5,\ 6,\ \text{etc.)}.$$

Au laboratoire, avec les tubes de Geissler, on n'observe guère plus de 13 raies, jusqu'à $n = 15$. Dans les étoiles, le spectre peut aller jusqu'à la raie correspondant à $n = 35$ (cas du Soleil), extension qui tient sans doute aux conditions physiques qui y règnent.

On a cru longtemps que, dans le domaine visible, l'Hydrogène possédait plusieurs spectres. On avait découvert, dans l'étoile ζ Puppis et peu après dans quelques autres (δ et ε Orionis, notamment), une série de raies fines ressemblant assez, par leur groupement, à celles de l'Hydrogène et satisfaisant à la formule de Balmer quand on y fait $n = 3,5$; 4,5 ; etc. (au lieu de $n = 3,4,$ ...). On l'avait appelée la série de Pickering : $H_{\beta'}$, 5413,6 ; $H_{\gamma'}$, 4542,4 ; $H_{\delta'}$, 4200,7 ; $H_{\varepsilon'}$, 4026,0, etc. Ces raies ne figuraient pas dans le Soleil ;

(1) Voir là-dessus les notices de A. de Gramont : Sur les Spectres stellaires et leur classification, dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes*, année 1920, p. 374 et année 1924, p. 321.

on ne les observait pas au laboratoire. Il était naturel de croire à une forme d'Hydrogène inconnue sur la Terre.

Avec cela, le physicien suédois J. Rydberg avait calculé une 3e série de longueurs d'onde. En substituant à λ (exprimée en centimètres) son inverse $\nu = \frac{1}{\lambda}$, il mettait la formule de Balmer sous la forme (1) : $\nu = 109\,675\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$, la série de Pickering devenant alors : $\nu = 109\,675\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n+0{,}5)^2}\right)$. Or ces deux séries sont précisément reliées entre elles comme le sont, dans les spectres d'éléments plus lourds, les séries dénommées par les spectroscopistes « 2e série secondaire », « 1re série secondaire » ; une « série principale » devait donc exister et, en poursuivant l'analogie, avoir pour expression :

$$\nu = 109\,675\left(\frac{1}{1\,5^2} - \frac{1}{n^2}\right).$$

La première seule de ces radiations (λ 4685,98) était observable, les autres étant dans l'extrême ultra-violet : elle fut effectivement reconnue dans certaines étoiles, celles de Wolf-Rayet entre autres. On l'attribua à la « Série Principale » de l'Hydrogène.

Or toutes ces radiations, aussi bien celles de Rydberg que celles de Pickering, appartiennent en réalité à l'Hélium. M. A. Fowler (2) a pu les reproduire en faisant éclater des étincelles électriques fortement condensées dans un mélange d'Hydrogène et d'Hélium (1912-1914). Il restait un doute sur celui des deux gaz qui intervenait. La question a été tranchée par MM. E. J. Evans et J. Stark, puis par M. F. Pas-

(1) Nous laissons ici de côté deux séries analogues

$$\nu = 109675\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \text{ et } \nu = 109675\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

dues elles aussi à l'atome d'Hydrogène. Elles sont entièrement la première ultra-violette, la seconde infra-rouge : toutes deux ont été observées au laboratoire (Voir plus loin p. 493).

(2) *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, série A, vol. 214, 1914, n° 514, p. 225. — Voir aussi : A. Fowler, *Report on Series in Line Spectra*, Londres, 1922 (*Fleetway Press*).

chen (1) qui sont parvenus à obtenir les raies de Pickering et de Rydberg avec des tubes à vide desquels toute trace d'Hydrogène avait été rigoureusement éliminée et ne contenant que de l'Hélium pur. — La démonstration est donc complète : le seul spectre visible qui appartienne à l'atome d'Hydrogène est celui formé par les raies H_α, H_β, H_γ... et donné par la formule de Balmer proprement dite.

6. Les spectres de l'Hélium. — Si l'atome d'Hydrogène n'a qu'un spectre (2), c'est l'Hélium qui en a plusieurs. On connaissait déjà la célèbre raie jaune (3) λ 5875,9 découverte dans le Soleil en 1868 par Janssen et Lockyer, et aussi quelques autres $\lambda\lambda$ 7066 ; 4471,6 ; 4026,3, ..., par exemple. Des calculs et des classifications un peu arbitraires (4) avaient paru autoriser plusieurs savants à partager les raies de l'Hélium en séries où l'on croyait distinguer au moins deux gaz, l'Hélium et le Parhélium (ou Astérium) : comme on n'a jamais pu séparer les deux corps (5), on a renoncé aujourd'hui à faire cette distinction.

Il y en a cependant une à faire, mais d'un autre ordre. Toutes les raies qui précèdent correspondent à l'atome d'Hélium électriquement neutre : les très puissantes décharges électriques donnent naissance, nous l'avons vu, aux séries de Pickering et de Rydberg. Celles-ci constituent le spectre de l'Hélium *ionisé* (6), c'est-à-dire ayant perdu un électron. Or on constate aisément qu'on peut écrire la première :

$$\nu = 4N\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2}\right) \qquad \text{et la seconde :} \qquad \nu = 4N\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$

(1) *Annalen der Physik*, 4e série, t. L, 1916, p. 901. — Voir aussi H. Dingle, *Modern Astrophysics*, Londres, 1924 (W. Collins), p. 53.

(2) Nous faisons ici abstraction des spectres invisibles, ultra-violet et infra-rouge, respectivement découverts par Th. Lyman et par F. Paschen.

(3) Voir page 150.

(4) Voir A. de Gramont, *Annuaire des Longitudes de 1924*, p. 326.

(5) D'autres éléments, l'Oxygène par exemple, possèdent d'ailleurs des spectres où l'on peut discerner de semblables séries sans qu'il y ait lieu, pour ce motif, de les croire composés.

(6) Voir page 541.

m étant dans le premier cas remplacé par la suite des nombres impairs, dans le second par celle des nombres pairs et N ayant la même valeur que pour l'Hydrogène.

Mais alors que les formules antérieures (§ 5), où les m peuvent être fractionnaires, n'avaient qu'un caractère purement empirique, celles-ci peuvent se déduire de la théorie aujourd'hui classique de Bohr, la valeur numérique de la constante 4N, calculée dans l'hypothèse d'un atome de charge 2 (comme ayant déjà perdu un électron) étant bien quadruple de ce qu'elle est pour l'Hydrogène. C'est là une précieuse confirmation de l'interprétation que nous avons donnée des expériences de Fowler, de Paschen et de leurs émules.

Il y a plus cependant. Nous avons dit que, dans la première de ces formules, nous devions prendre m impair pour obtenir la série de Pickering ; or, quand m y est pair on retombe sur la série de Balmer (1). Serait-ce donc que les raies de Balmer peuvent être, elles aussi, données par l'Hélium ?

Il en est bien ainsi et l'on s'explique alors que ces raies apparaissent toujours en même temps que celles de Pickering, sans qu'il puisse y avoir, dans le tube d'Hélium employé, aucune impureté. Le doute est d'autant moins permis qu'une légère correction doit, dans le cas de l'Hélium, être appliquée, d'après la théorie, à N : or, au laboratoire, les tubes à Hélium qui révèlent à la fois les raies de Pickering et de Balmer nous montrent précisément H_α, H_β, H_γ, ..., décalées de la quantité prévue (2).

Cette constatation a une portée astronomique évidente. Chez beaucoup d'étoiles, nous le verrons, le spectre ordinaire de l'Hydrogène semble accompagner celui de l'Hélium ionisé ; jusqu'à ces derniers temps, on n'hésitait pas à le croire toujours effectivement dû à l'Hydrogène : des mesures

(1) La seconde formule donne, pour m impair, une nouvelle série ultra-violette observée elle aussi, en même temps que les raies de Rydberg, par Fowler.

(2) Ce décalage est de l'ordre de 2 unités d'Angström (Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, éd. 1921, Braunschweig, Vieweg, p. 254).

précises de longueur d'onde ont montré récemment que, dans certains cas tout au moins, ces raies sont en réalité dues à l'Hélium (1).

On peut donc dire en somme que l'Hélium a deux spectres : celui de l'atome neutre et celui de l'atome ionisé, lequel comprend toutes les raies attribuées naguère sous des dénominations diverses à l Hydrogène, y compris celles de Balmer. Dans ce dernier cas, c'est le petit décalage dont dous venons de parler qui permet de décider entre les deux corps.

7. Raies d'arc et raies d'étincelle (ou raies renforcées). — Ce qui se produit là pour l'Hélium n'est qu'un exemple particulier d'un fait expérimental plus général et plus facile d'ordinaire à mettre en évidence que lorsqu'il s'agit de ce gaz. Les expériences de laboratoire ont montré que le spectre d'un élément n'est pas le même suivant qu'on s'adresse, pour le faire naître, à la flamme (au brûleur Bunsen, par exemple) à l'arc électrique ou à l'étincelle. Les longueurs d'onde des raies sont très souvent les mêmes (à des différences infinitésimales près) ; mais leurs intensités relatives varient beaucoup. ¡De plus des raies nouvelles apparaissent par tel mode d'excitation, qui sont invisibles autrement.

En particulier, certaines raies faibles dans l'arc prédominent au contraire dans l'étincelle et cela d'autant plus nettement que la décharge est plus violente. Inversement, les raies de l'arc étant pour un même corps plus nombreuses d'ordinaire que celles de l'étincelle, beaucoup cessent tout naturellement d'être visibles dans cette dernière.

Or — et c'est là le point capital — il y a une progression continue entre les raies données par les flammes de plus en plus chaudes, celles fournies par l'arc électrique de plus en plus intense et celles données par l'étincelle de plus en plus puissante ou de plus en plus condensée (par intercalation de condensateurs) : on voit peu à peu les raies d'arc apparaître puis celles d'étincelle, qui subsistent seules à la fin. Sir Nor-

(1) Notamment dans les étoiles de classe O, d'après H. H. Plaskett.

man Lockyer, qui découvrit ces phénomènes vers les années 1870-1880, a le premier imaginé le nom de *raies renforcées* (enhanced lines) : telles sont justement les raies de l'Hélium attribuées à l'Hydrogène.

Comme de la flamme à l'étincelle très condensée, en passant par l'arc, il y a progression continue de la température, on est en droit, semble-t-il, de considérer les raies renforcées comme particulières aux hautes températures : les recherches de ces dernières années ont montré qu'elles caractérisaient en réalité l'atome ionisé que l'élévation de la température tend à faire prédominer.

Il y a donc là un moyen précieux, qui n'exclut pas les erreurs assurément, mais qu'on peut contrôler par d'autres, pour se rendre compte de la température *relative* des étoiles : Lockyer en a fait, nous le verrons, un fréquent usage.

8. Influence de la densité du gaz lumineux sur son spectre. — Cette méthode de Lockyer pour évaluer les températures est d'autant moins infaillible que la densité du gaz incandes-

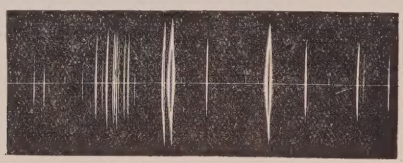
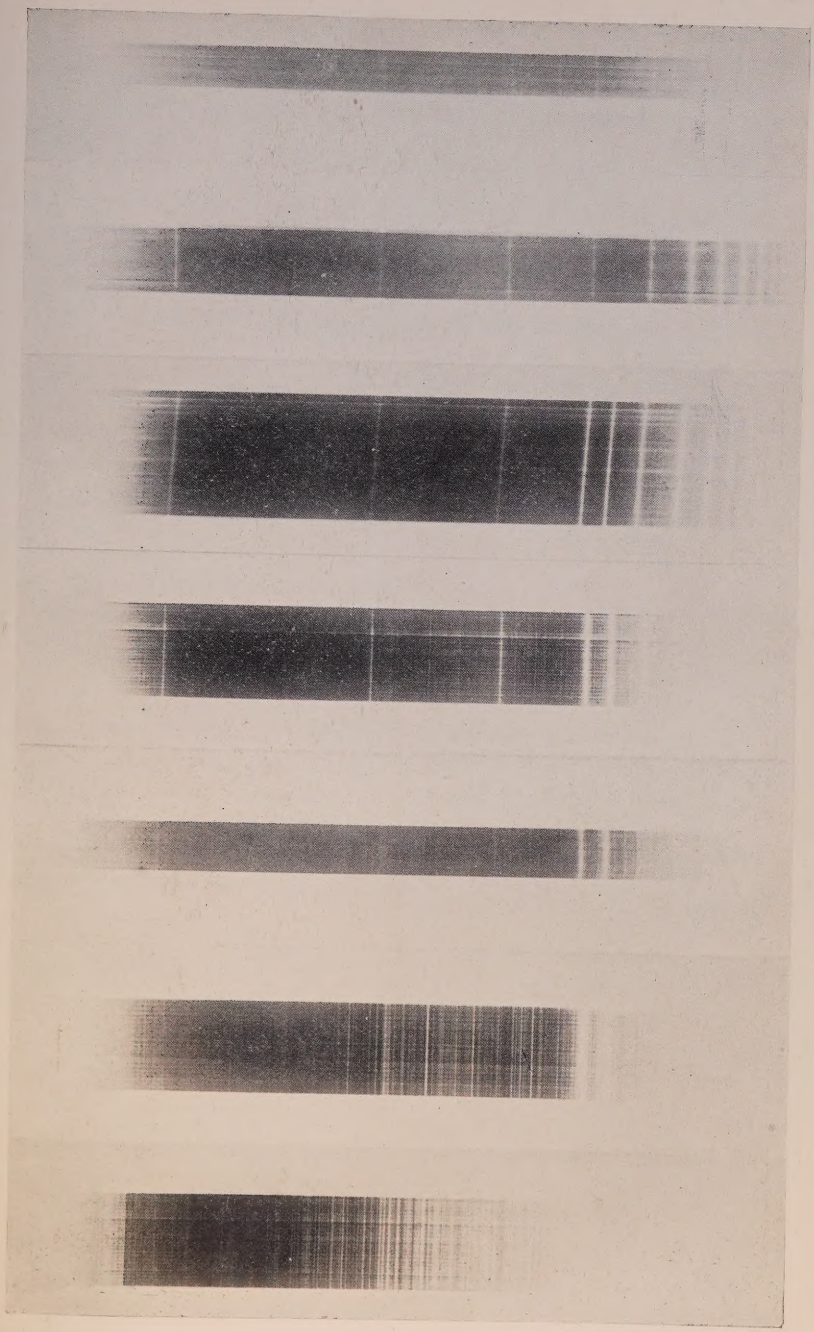


Fig. 162. — Raies courtes et raies longues

cent intervient aussi. Et il peut être difficile de distinguer l'un de l'autre les deux facteurs.

Lockyer avait déjà vu que ses raies renforcées étaient justement celles qui paraissaient les plus longues quand, en étudiant le spectre d'un arc intense, il ajustait la fente, entre les électrodes, perpendiculairement à la direction du courant (fig. 162). Comme la densité de la vapeur métallique va en décroissant vers la périphérie de l'arc, cela signifie évidemment que les raies renforcées sont celles qui se manifestent quand la vapeur est très peu dense. Mais Lockyer ne se



Types spectraux de la Classification de Harvard. (Cliché de l'Observatoire de Harvard College).

rendit pas un compte net de la portée de cette interprétation : ce fut Sir W. Huggins qui, par des expériences méthodiques, la rendit indiscutable.

On explique ainsi bien des phénomènes : en particulier le fait que les raies renforcées du Calcium H et K sont si nettement prépondérantes dans les hautes couches de l'atmosphère solaire, quoique le Calcium ne soit pas, de tous les éléments, un des plus légers : tout vient de ce que ses raies renforcées se montrent de préférence quand la densité de la vapeur métallique est très faible (1).

Les expériences d'Huggins ont également montré, dans un ordre d'idées analogue, que plus la couche absorbante, relativement froide, est épaisse et dense, plus ses raies d'absorption sont larges et noires. L'importance des raies de l'Hydrogène dans les étoiles blanches révèle donc autour d'elles une immense atmosphère de ce gaz, renseignement d'autant plus précieux que l'Analyse Spectrale, on le sait, ne fournit pas en général d'informations quantitatives.

Passons maintenant à l'étude de la classification stellaire moderne.

9. Classification spectrale de Harvard College. — La classification universellement adoptée aujourd'hui a été établie à l'Observatoire de Harvard College (près de Cambridge, Mass., E.-U.), sous la direction de E. C. Pickering, par Miss A. J. Cannon (2). C'est celle employée dans la *Revised Harvard Photometry* (3) et dans les autres catalogues plus récents de Harvard (4). Un mode de classement différent, d'ailleurs

(1) Ce rôle opposé de la température et de la pression pour faire prédominer les raies renforcées a pu être expliqué théoriquement d'une manière très remarquable par M. Saha (Voir p. 538).

(2) Spectra of Bright Southern Stars, *Annals of the Harvard College Observatory*, t. XXVIII, 1901, 2e partie.

(3) *Annals of the Harvard College Observatory*, t. L et LIV (1908). — Ce catalogue donne tous les spectres jusqu'à la grandeur 6,5.

(4) Dont le principal est le « Henry Draper Catalogue », *Annals of the Harvard College Observatory*, t. XCI et ss , 1918 et ss. — Il contient plus de 200.000 étoiles et va jusqu'à la 9e grandeur, qu'il dépasse bien souvent de beaucoup.

assez compliqué — celui de Miss Maury (1) — avait été utilisé auparavant : il n'a plus guère qu'un intérêt historique et nous nous bornerons au système de Miss Cannon.

Miss Cannon répartit les étoiles en 11 classes principales qu'elle désigne par les lettres :

P Q O B A F G K M
R N,

en allant des étoiles les plus bleues aux plus rouges. Les deux premières classes correspondent à des nébuleuses, la troisième comprend principalement les étoiles de Wolf-Rayet ; ce sont là des astres très particuliers, à raies brillantes, dont la place exacte parmi les étoiles n'est pas encore très bien définie (2). Quant aux types R et N, ils constituent, à partir de G, une bifurcation d'introduction récente (3). — En somme, la base fondamentale de la classification est, pour les étoiles proprement dites, limitées aux six classes B, A, F, G, K, M (Pl. XXX et Pl. XXXI).

Chaque classe est elle-même divisée en sous-classes au moyen d'indices (0, 1, 2, 3, ... 8,9) correspondant aux types intermédiaires. Ainsi B_5 est à égale distance des types B_0 et A_0, B_9 est très voisin de A_0.

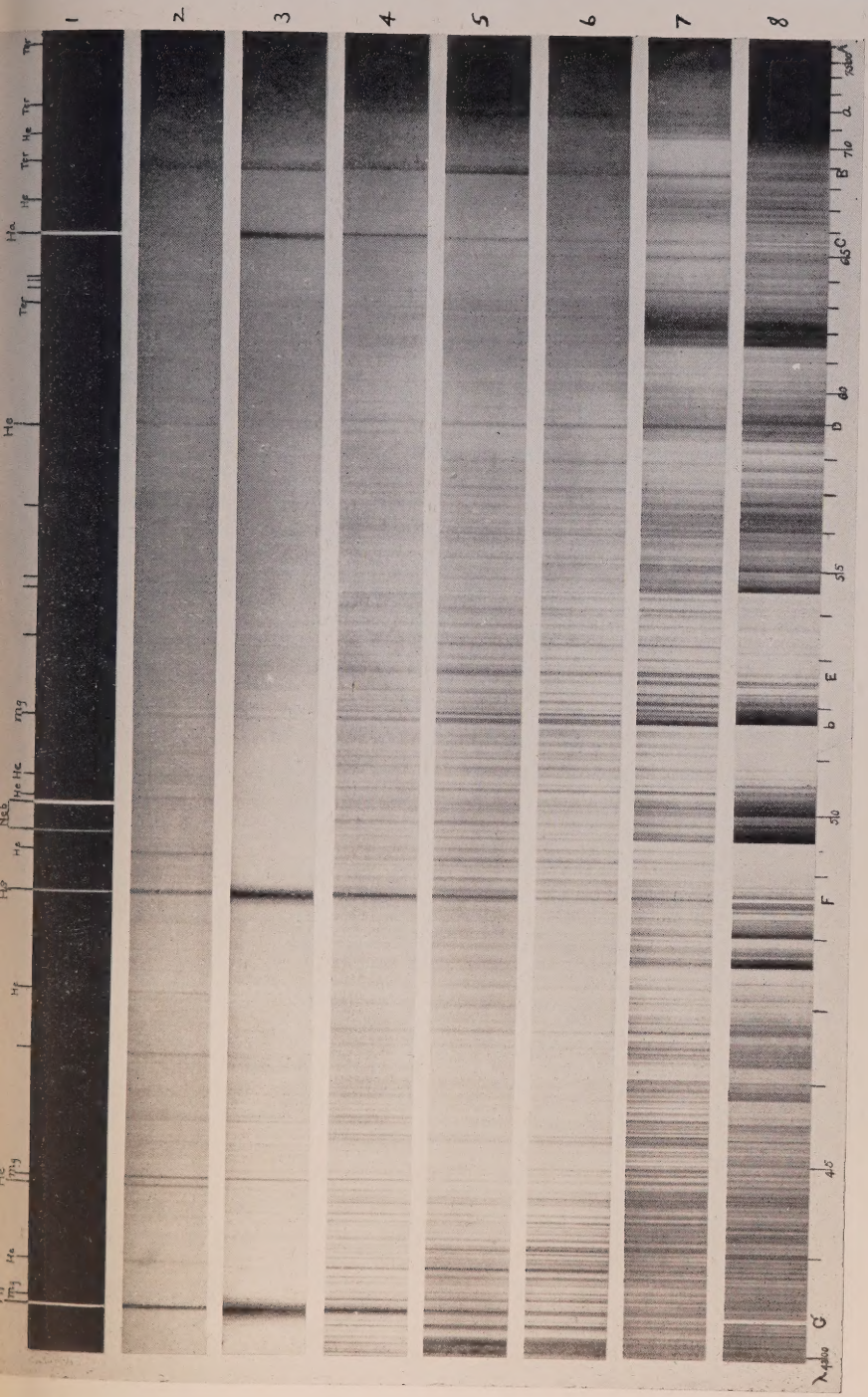
Certaines étoiles nous montrent principalement des raies larges et diffuses ; d'autres ont surtout des raies fines et les raies renforcées (enhanced) y dominent : on désigne les premières étoiles par l'indice *n*, les secondes, dont l'importance au point de vue évolutif paraît très grande, par l'indice *c*. Enfin la lettre *e* dénote les étoiles dont le spectre présente des raies d'émission brillantes et la lettre *p* annonce un spectre trop particulier (peculiar) pour pouvoir être caractérisé exactement par un symbole simple (4).

(1) Voir là-dessus : P. Salet, *Spectroscopie Astronomique*, Paris, O. Doin, 1909, pp. 382 et 416.

(2) On estime d'ordinaire cependant, avec M. W. H. Wright (*Astrophysical Journal*, t. XL, 1914, p. 466) que la place de ces astres est bien, comme nous l'avons admis ici, en tête du classement.

(3) R. H. Curtiss, *Popular Astronomy*, t. XXV, 1917, p. 279.

(4) Pour les détails adoptés dernièrement de la Classification, on consultera les *Transactions of the Astronomical International Union*,



Spectres stellaires de différents types. (V. M. Slipher, Observatoire Lowell).

1 Nébuleuse d'Orion ; 2 Rigel ; 3 Sirius ; 4 Procyon ; 5 le Soleil ; 6 Arcturus ; 7 Bételgeuse ; 8 Mira Ceti.

10. Caractères généraux des différentes classes. — L'existence d'intermédiaires s'oppose naturellement à une description trop détaillée.

Classes P et Q. — Ce sont des Nébuleuses (fig. 192, p. 632). Des raies spéciales brillantes, d'origine encore inconnue, celles du « Nébulium », en font une catégorie à part de corps célestes que nous étudierons dans un chapitre approprié. Ces astres sont étroitement apparentés aux Novæ dont quelques représentants moins éphémères ont été rangés dans la classe Q (exemple η Carinæ). Les Nébuleuses de la classe P sont réparties en groupes P_a P_b ... P_f qui définissent les diverses transitions conduisant aux étoiles à raies brillantes de la classe suivante O.

Classe O. — Les premières sous-classes de cette catégorie O_a, O_b, O_c concernent exclusivement des étoiles de Wolf-Rayet dont le principal caractère est la présence de quelques larges radiations brillantes inconnues, avec en plus les raies brillantes de l'Hydrogène ou de l'Hélium.

Aucun des astres classés jusqu'ici n'a, à proprement parler, de raies sombres et l'on est plutôt porté aujourd'hui à les regarder comme formant tous ensemble, à côté de la classification normale, une grande classe de corps célestes particuliers. — Avec les sous-classes O_d et O_e, nous voyons apparaître des étoiles contenant encore quelques raies brillantes, mais où le spectre a l'aspect général — fond continu coupé de raies sombres — de celui des autres étoiles : ζ Puppis et λ Cephei, qui nous montrent obscure la série de Pickering de l'Hélium et brillantes certaines radiations de Wolf-Rayet, appartiennent à cette catégorie. Enfin la sous-classe O_{e5}, où il n'y a plus du tout de raies brillantes, mais où l'Hélium ionisé (série de Pickering) se manifeste encore, sert de transition entre la classe O et la suivante.

Il n'y a que 20 étoiles de type O visibles à l'œil nu (ou, pour préciser, plus brillantes que la grandeur 6,25), soit 3 0/00. environ.

vol. I, Londres, Imperial College Bookstall, 1923, p. 95 (Résolutions adoptées au Congrès de Rome de 1922).

Classe B. — Cette classe renferme 12,3 0/0 des étoiles jusqu'à la 8e grandeur inclus (1). Ce sont les *étoiles à Hélium*, dites « du type d'Orion » parce qu'elles sont nombreuses dans cette constellation (Pl. XXXII). — Ces étoiles sont très blanches, presque bleues, et considérées pour cette raison comme très chaudes, la richesse d'une source lumineuse en radiations de courtes longueurs d'onde étant, on le sait, en relation étroite avec sa température. On y voit très fortes les raies d'absorption de l'Hélium ordinaire (c'est-à-dire non ionisé) et aussi un certain nombre de raies de l'Oxygène et du Silicium. La série de Balmer de l'Hydrogène est aussi visible, mais faible et d'autant plus accusée qu'on se rapproche de la classe A. Quelques étoiles de cette classe montrent brillantes les radiations les moins réfrangibles de l'Hydrogène (H_α par exemple) de l'Hélium ou du Magnésium. A part ce dernier élément, aucun métal ne s'y manifeste. Exemples : δ Orionis, ε Orionis, β Canis majoris, β Persei (Algol).

Classe A. — Cette classe, très nombreuse (21,7 0/0 des étoiles), est formée des *étoiles blanches à Hydrogène*. La série des raies de l'Hydrogène y est extrêmement intense : très larges, elles font reconnaître le spectre à première vue. Celles de l'Hélium, de l'Oxygène ou du Silicium ont disparu ou sont à peine visibles. Quelques raies métalliques (Magnésium, Calcium avec la raie K) font leur apparition. Exemples : α Cygni, α Canis majoris (Sirius).

Classe F. — Ce sont les *étoiles hydrogénées à Calcium* (20,0 0/0). Les raies de l'Hydrogène diminuent d'intensité, tandis qu'au contraire celles du Calcium ressortent de plus en plus. Il en est de même d'un certain nombre de raies métalliques, du Fer, du Titane, du Strontium notamment. Exemples : α Canis minoris (Procyon, fig. 163), δ Aquilæ.

Les trois classes B, A et F, réunies, forment la Ire de Secchi.

Classe G. — Elle comprend les *étoiles jaunes solaires* (16,1 0/0). Les raies de l'Hydrogène y perdent encore de leur

(1) D'après les recherches de J. C. Kapteyn, portant sur 16.000 étoiles. Voir Newcomb-Engelmann, *Populäre Astronomie* (déjà cité), 6e éd., p. 575.

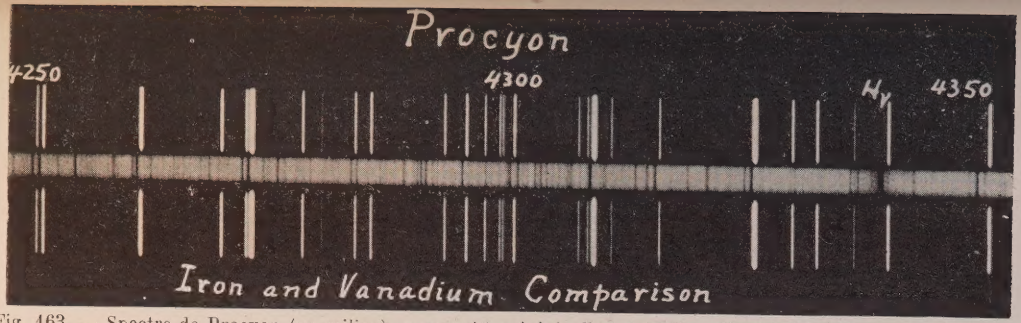


Fig. 163. — Spectre de Procyon (au milieu), comparé à celui du Fer et du Vanadium (cliché Observatoire Lowell).

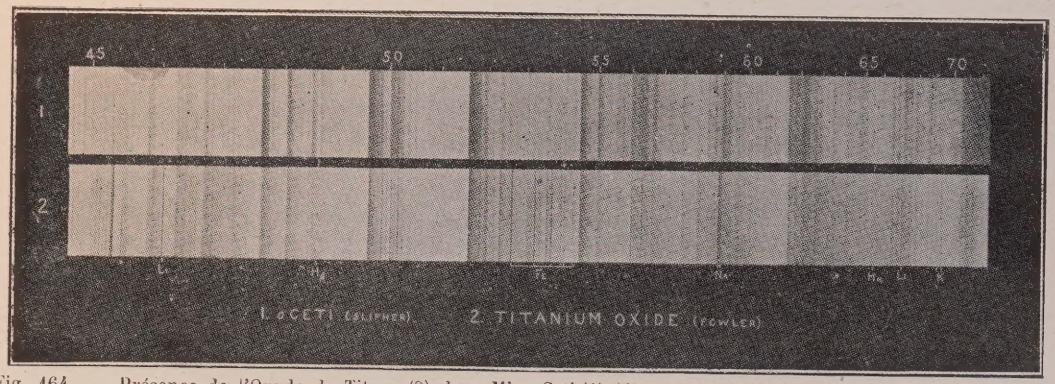


Fig. 164. — Présence de l'Oxyde de Titane (2) dans Mira Ceti (1) (d'après A. Fowler, cliché des *Monthly Notices*).

importance. Les raies H et K du Calcium deviennent prépondérantes. Les métaux se manifestent de plus en plus nettement et en nombre croissant (Fer, Titane, Sodium, Magnésium, etc., etc.). Le spectre solaire suffit à caractériser cette classe. Exemples : α Aurigæ (Capella), le Soleil.

Classe K. — Cette catégorie est constituée par les *étoiles jaune foncé* (26,6 0/0). La progression en cours s'accentue, toujours dans le même sens : effacement des raies de l'Hydrogène, prédominance graduelle des métaux, comme nombre de raies et comme intensité. Exemples : α Bootis (Arcturus), α Tauri (Aldébaran).

Les deux classes G et K, réunies, correspondent à la II[e] de Secchi.

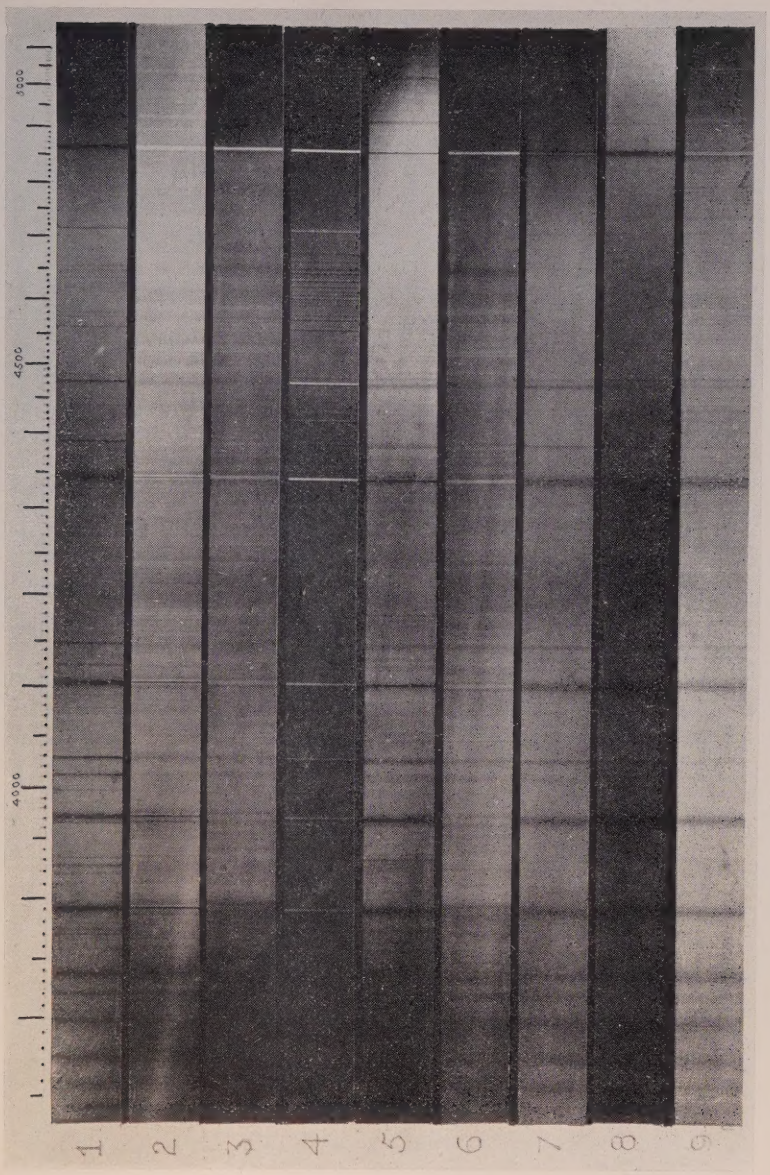
Classe M. — Cette classe, celle des *étoiles rougeâtres* (3,3 0/0), coïncide avec la III[e] de Secchi. Les raies de Fraunhofer y sont encore visibles. Mais de nombreuses bandes d'absorption, signe de combinaisons métalliques, viennent déceler l'abaissement de la température, déjà annoncé par la couleur générale : les principales de ces bandes sont dues, comme l'a prouvé M. A. Fowler (1), à l'Oxyde de Titane (TiO^2) (fig. 164). Suivant le degré d'accentuation de ces caractères, on distingue, dans la classe M, 4 sous-classes : M*a*, M*b*, M*c*, M*d* (2). La dernière M*d* comprend la grande majorité des étoiles variables à longue période du genre de o Ceti (Mira Ceti) : on y rencontre toujours des raies de l'Hydrogène brillantes, au moins à certaines époques de la variabilité.

Exemples d'étoiles de classe M : α Orionis (Bételgeuse), α Scorpii (Antarès), α Herculis.

Classe N. — Ce sont les *étoiles carbonées*, rouge rubis, de la IV[e] classe de Secchi. Il y en a à peine 1 0/00 parmi les étoiles visibles sans lunette. On ne trouve plus dans ces astres que de très rares raies de Fraunhofer ; l'Hydrogène, l'Hélium

(1) *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, t. LXIX, 1909, p. 508.

(2) Au Congrès de Rome de 1922 (*Transactions*, etc. citées au début de ce §, p. 97) il a été décidé de remplacer les trois premiers symboles M_a M_b M_c par M_0 M_3 M_8 et d'abandonner complètement M_d, en versant dans les autres sous-classes les étoiles qui y figuraient.



Spectres d'Étoiles à Hélium, Classe B (W. J. S. Lockyer).

1) γ Orionis B_2; 2) φ Persei B_{0p}; 3) γ Cassiopeiæ B_{0p}; 4) P Cygni B_{1p}; 5) ζ Tauri B_{3p}; 6) υ Cygni B_{3p}; 7) c Persei B_{3p}; 8) η Tauri B_{5p}; 9) ψ Persei B_{8p}.

(Cliché de l'Observatoire Norman Lockyer, de Sidmouth).

ou le Calcium sont douteux ou absents. Les bandes du Carbone, tournées en sens inverse des bandes des étoiles précédentes, l'emportent de beaucoup. Le spectre s'arrête dans le bleu sans renfermer de rayons ultra-violets, indice d'une température excessivement basse. Exemples : 19 Piscium et 152 Schjellerup.

Classe R. — E. C. Pickering (1) fut amené assez récemment à envisager une 11e classe d'astres qu'il appella classe R. Celle-ci est formée de quelques dizaines d'étoiles, rangées auparavant dans la classe N et qui s'en distinguent par une plus grande proportion de radiations bleues : au lieu d'être rouges, ces étoiles sont jaunes et leur spectre peut aller jusqu'à l'extrémité de la région visible (λ 397). La plus brillante, de 7e grandeur, est S. D. — 10° 5057.

Dans la progression régulière des types spectraux, R se range immédiatement après G et avant N. Après la classe G, il semble y avoir bifurcation (2), une branche conduisant aux classes K et M et l'autre aux classes R et N (3).

11. Indices de coloration et classes spectrales. — La classification spectrale va des étoiles bleues aux rouges. Or nous avons dit que la méthode si expéditive des longueurs d'onde effectives permettait d'arriver aux indices de coloration qui précisent la notion de couleur (4). Qu'une relation existe entre les longueurs d'onde effectives et les indices de coloration, cela n'a rien de surprenant, d'après la définition même de la longueur d'onde effective. Mais il est plus intéressant de noter que les indices de coloration, déterminés soit de cette façon soit directement (par la photographie, avec et

(1) *Harvard College Observatory, Circular n° 145*, 1er décembre 1908.

(2) R. H. Curtiss, voir plus haut p. 498.

(3) Une nouvelle classe d'étoiles rouges (telles que π^1 Gruis, R Cygni et R Andromedæ), généralement variables, vient d'être créée. Très analogues entre elles, ces étoiles ne ressemblent à aucune autre des classes M, R et N. On en a fait la classe S que l'on place aussitôt après K, au même niveau que M (*Transactions du Congrès de 1922*, déjà citées, p. 98).

(4) Voir page 60.

sans écran jaune), font prévoir fort exactement — à part quelques cas exceptionnels — la nature du spectre.

Il y a en effet, entre les classes spectrales (fondées sur l'étude des raies) et les indices en question, une relation nette qui a été mise en évidence par MM. E. S. King (1) (d'après les observations de Harvard), J. Parkhurst (2) (d'après celles de Yerkes) et K. Schwarzschild (3) (d'après les recherches faites à Göttingen). Les indices correspondant à chaque classe diffèrent quelque peu, bien entendu, suivant les observateurs : la courbe ci-contre traduit leur moyenne (fig. 165). On voit que cette courbe est presque droite : il n'y a aucun inconvénient à la transformer par ajustement graphique en ligne droite et à adopter les chiffres suivants, en fonction des grandeurs, probablement tout aussi exacts que les originaux (4) :

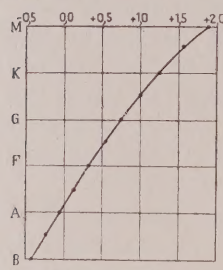


Fig. 165. — Relation entre la classe spectrale et l'indice de coloration.

Classe	B_0	B_5	A_0	A_5	F_0	F_5
Indice	−0,42	− 0,21	0,00	+ 0,21	0,42	+ 0 63
Classe	G_0	G_5	K_0	K_5	M	
Indice	+ 0,84	+ 1,05	+ 1,26	+ 1,47	+ 1,68	

Les étoiles de classe O et N ne figurent pas ici : les premières sont généralement plus bleues que celles de classe B_0, alors que les secondes sont caractérisées par des indices au moins égaux à 2 grandeurs et allant parfois jusqu'à 6. Mais ces étoiles sont trop exceptionnelles pour entrer dans une statistique d'ensemble.

12. Evolution stellaire. — Plus on étudie les spectres des étoiles et plus on aperçoit la gradation continue des diffé-

(1) *Annals of the Harvard College Observatory*, t. LIX, n° VI, 1912, p. 157.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XXXVI, 1912, p. 218.

(3) *Abhandlungen der kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen*, math.-phys. Klasse (N. F.), t. 6, 1910, n° 6.

(4) Scheiner et Graff, *Astrophysik*, 1921 (Leipzig, Teubner), p. 327.

rents types. Lorsque les classes elles-mêmes ont été assez nettement caractérisées pour ne pas sembler comporter, sur tel ou tel point, d'intermédiaire, on trouve toujours, en cherchant bien, une ou plusieurs étoiles singulières qui montrent comment la transition a pu s'accomplir. Il en est ainsi, comme on sait, dans l'Histoire Naturelle organique : une fois les classifications faites, quelque animal bizarre, plus ou moins rare, vient presque invariablement à la longue, après de patientes recherches, jouer ici ou là dans la chaîne le rôle du « missing link », du maillon manquant que les premiers investigateurs n'avaient pas réussi à trouver.

On s'est demandé de bonne heure si l'ordre même dans lequel se rangent les spectres représente réellement celui de l'évolution stellaire. Cela *semble* a priori assez vraisemblable. Les étoiles les plus jeunes (1) seraient celles du type B, les plus chaudes et celles formées des éléments les plus simples, c'est-à-dire de plus faible poids atomique. Il serait alors naturel d'admettre que les éléments chimiques évoluent, eux aussi, parallèlement aux astres et à la manière du monde organique, les corps les plus simples s'étant formés les premiers au cours des âges. — Dans la suite, la température allant en diminuant, des éléments plus complexes apparaîtraient dans les types suivants, par une agrégation continue des édifices atomiques. Les combinaisons chimiques naîtraient enfin à la faveur de l'abaissement de la température et la mort naturelle des étoiles consisterait à n'être plus lumineuses du tout.

13. Ordre évolutif de Lockyer. — Tout ce qui précède a paru longtemps solide et peu d'astronomes doutaient sérieusement que le véritable cours de l'évolution stellaire fût dans le sens B, A, F, G, K, M. Sir Norman Lockyer proposa cependant vers 1890 une théorie révolutionnaire.

On admet d'ordinaire que les astres vont en se condensant

(1) Nous laissons de côté les étoiles à raies brillantes O et les nébuleuses P et Q, dont la place dans les classifications n'est pas encore bien certaine.

avec le temps : telle est en effet la conséquence normale de la gravitation qui est, en Astronomie, la force prépondérante. Or il a paru en 1870, sur cette question, un mémoire mathématique très remarquable : l'Américain Homer Lane (1) y démontrait que, dans la condensation adiabatique d'une masse gazeuse sphérique perdant de la chaleur par rayonnement superficiel, la température commence par augmenter. Cela revient à dire qu'au début, plus une étoile perd de la chaleur, plus elle s'échauffe : c'est ce qu'on a appelé le « Paradoxe de Lane ». D'après Lane, ce processus ne se poursuit pas indéfiniment : il arrive un moment où, la densité étant devenue relativement grande, les pertes par rayonnement finissent par l'emporter sur les gains de chaleur résultant de la condensation et l'astre se refroidit alors définitivement.

Ainsi donc, d'après cette conception, l'évolution stellaire serait double : dans chaque classe spectrale correspondant à une couleur déterminée et par suite à une même température, il faudrait distinguer les étoiles qui se réchauffent et celles qui se refroidissent.

Tels sont les principes qui servent, plus ou moins explicitement, de base aux idées de Lockyer. Il fut avec cela l'un des premiers (2) à croire à la réalité d'une « évolution inorganique » des éléments chimiques, parallèle à l'évolution des astres. Les raies « renforcées » (fig. 162) correspondaient, selon lui, à des états moins complexes de la matière (3) : de même qu'en Chimie la chaleur dissocie les molécules des combinaisons, de même elle peut aussi, croyait-il, dissocier les atomes en faisant apparaître ces radiations qu'il attribuait aux éléments primordiaux de chacun des corps simples. Recherchant alors, dans chaque classe spectrale, les étoiles où les

(1) Voir p. 247.

(2) Sir Norman Lockyer, *L'Evolution Inorganique*, Paris, 1905 (Alcan), trad. française.

(3) Les travaux modernes ont confirmé — mieux qu'on ne paraît d'ordinaire le penser — cette induction géniale : les raies renforcées sont propres à l'atome ionisé qui résulte bien d'une sorte de dissociation de l'atome neutre (perte d'un électron). Voir p. 531.

raies renforcées dominaient, il admit que, la matière chimique y étant plus simple, elles étaient plus jeunes : il les rangea donc dans la branche des températures ascendantes de sa classification, pour mettre dans la branche descendante les étoiles où les raies d'arc dominent et où la matière semble devenir de plus en plus complexe.

Lockyer en arriva ainsi au tableau suivant, par lequel il synthétisait l'évolution des étoiles :

Température croissantes ↑	Oα	Oδ	Type Argonien (γ Velorum, ζ Puppis)			O
		Oe5	Type Alnitamien IV			
		B	« III (ε Orionis)			
		B	« II			
		B	« I			
		B2	Type Crucien (β Crucis)	Type Achernarien (α Eridani)		B5
		B3	« Taurien (ζ Tauri)	« Algolien (β Persei)		B8
		B8	« Rigelien (β Orionis)	« Markabien (α Pegasi)		A
		A2	« Cygnien (α Cygni)	« Sirien I (α Canis majoris)		A
			. . . . .	Sirien II		A5
		F8	« Polarien (α Ursæ minoris)	« Procyonien I (α Canis minoris)		F5
		G	« Aldébarien II	« Procyonien II		G
		K5	« I (α Tauri)	« Arcturien (α Bootis)		K
↓ Températures décroissantes		Mα	« Antarien (α Scorpii)	« Piscien (19 Piscium)		N
			Nébuleuses gazeuses	Étoiles obscures		

On le voit, Lockyer plaçait dans sa classification tout au bas de l'échelle les nébuleuses « gazeuses » où il croyait reconnaître des nuages de météorites. Cette idée, assez étrange à première vue, semble pourtant rencontrer dans des travaux tout récents (1) une confirmation inattendue : les nébuleuses obscures — à peu près sûrement constituées par des nuages de matériaux solides — paraissent en effet différer au fond fort peu des brillantes, qui ne doivent vraisemblablement leur éclat qu'aux étoiles du voisinage.

Il est très remarquable que, trente ans après Lockyer, M. H. N. Russell (2) soit parvenu, par une voie tout à fait indépendante, à une classification évolutive dont certains détails d'interprétation se sont sans doute précisés avec le temps (3), mais qui reste dans l'ensemble presque identique à celle du savant anglais.

(1) Ceux de M. E. P. Hubble, notamment (voir p. 639).

(2) Voir page 523.

(3) H. N. Russell, *Nature*, t. CXVI, 1925, p. 209. Nous faisons ici surtout allusion à l'influence de la diversité des masses stellaires.

14. Relation entre les classes spectrales des étoiles et leurs vitesses de translation. — La classification spectrale semble d'ailleurs bien dominer toutes les branches de l'Astronomie Stellaire : l'exemple qui va suivre suffit à en donner la preuve.

La connaissance de la parallaxe d'une étoile permet de déduire de son mouvement propre séculaire sa vitesse vraie, en kilomètres par seconde, perpendiculairement au rayon visuel ; dans le sens du rayon visuel, cette vitesse n'est autre que la vitesse radiale donnée par le spectroscope.

Or M. W. W. Campbell (1) a découvert il y a une quinzaine d'années, concernant les vitesses stellaires, un fait singulier dont l'importance est, selon toute probabilité, très grande. En examinant les vitesses radiales de 1.050 étoiles et après avoir tenu compte du déplacement solaire vers l'Apex, il est en effet arrivé au tableau suivant, où l'on voit figurer, à côté des classes spectrales, les vitesses radiales moyennes correspondantes :

Classes spectrales	B	A	F	G	K	M
Vit. rad. moy. (en km./sec.). .	6,3	10,5	14,4	15,9	16,8	17,1

J. C. Kapteyn (2) était déjà du reste parvenu, en étudiant seulement 210 étoiles, à des résultats analogues. — En somme, les vitesses radiales des étoiles sont d'autant plus fortes que leur type spectral est plus avancé (3), c'est-à-dire en allant de B vers M.

Ce qui prouve bien qu'il n'y a pas là seulement une pure coïncidence, c'est que l'étude des mouvements propres apparents conduit à la même conclusion pour les vitesses moyennes normales au rayon visuel (Benjamin Boss) (4). On a ainsi trouvé les chiffres que voici, basés sur des mouvements propres d'étoiles de parallaxes connues :

(1) *Stellar Motions*, New Haven (Conn.), 1913 (Yale University Press), p. 207.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XXXI, 1910, p. 258.

(3) Les astronomes sont depuis longtemps convenus de n'attacher à ces mots aucun sens de succession dans le temps.

(4) *Astronomical Journal*, t. XXVII, 1912, p. 83.

Classes spectrales	B	A	F	G	K	M
Vit. norm. au r. vis. (en km./sec.).	6,3	10,2	16,2	18,6	15,1	17,1

De même le catalogue de O. R. Walkey (1917), contenant 625 étoiles de parallaxes mesurées, et par suite proches de nous, permet d'obtenir des données qui confirment entièrement les précédentes (1). Ainsi donc on peut affirmer sans crainte que les vitesses des étoiles, par rapport à tout l'ensemble de notre système stellaire, vont en croissant à mesure que le type spectral avance.

Quelle est maintenant l'explication de cette étrange constatation ? La première qui vienne à l'esprit est que les choses se passent dans le Ciel comme au sein d'un gaz en équilibre thermique : l'énergie cinétique moyenne est la même pour toutes les molécules et, si le gaz est formé d'un mélange de plusieurs autres, les molécules les plus massives sont celles qui se déplacent le plus lentement. C'est là un des aspects du célèbre Principe de l'Equipartition de l'Energie : son application aux étoiles impliquerait que celles de type spectral avancé sont souvent plus légères, hypothèse qui, nous le verrons, semble exacte. Mais, malgré sa vraisemblance, cette interprétation ne va pas sans soulever quelques difficultés et elle est encore assez discutée. Il se pourrait que le phénomène observé ne fût qu'un effet indirect où d'autres facteurs que la masse — la grandeur absolue par exemple — joueraient un rôle prépondérant. Tel est d'ailleurs, selon toute probabilité, le cas en ce qui concerne plusieurs relations (2) du même genre sur lesquelles, précisément pour ce motif, nous ne croyons pas devoir insister davantage.

15. Le « terme K ». — Nous dirons ici un mot d'un autre phénomène curieux qui a fait couler beaucoup d'encre. Au cours de ses recherches sur les vitesses radiales, M. W. W.

(1) C. V. L. Charlier, *Introduction to Stellar Statistics*, Hambourg, 1921, p. 45.

(2) Voir notamment pour de semblables relations : F. Henroteau, *Les Etoiles simples* (déjà cité), pp. 92 et 152.

Campbell (1) a remarqué vers 1911 que lorsqu'on retranchait des vitesses radiales des étoiles de la classe B celle du Système Solaire, le nombre des vitesses positives excédait celui des négatives, contrairement à ce qu'on aurait pu conjecturer a priori : un résidu positif d'un peu plus de + 4 km./sec. (le « terme K ») apparaissait ainsi dans la moyenne.

Si le principe de Doppler intervenait seul, ceci reviendrait à admettre que tout le système des étoiles de classe B qui nous entourent s'éloigne en bloc de nous avec une vitesse de 4 km./sec., indépendamment bien entendu des vitesses individuelles, d'orientations variées, des divers astres. Cette interprétation a paru, à tort ou à raison, bien invraisemblable et on en a cherché d'autres.

On a songé par exemple à des effets de pression qui décaleraient systématiquement vers le rouge — toute question de vitesse mise à part — les raies des étoiles à Hélium par rapport à celles des éléments terrestres servant de comparaison. Le fait que dans la Nébuleuse d'Orion, où se trouvent plongées tant d'étoiles de type B, la moyenne de leurs vitesses radiales est de 22,5 km./sec., alors que celle de la matière nébulaire est (en moyenne toujours) de 17,4 km./sec., semble corroborer cette hypothèse : on retrouve ainsi à peu de chose près, et avec son signe, l'écart à expliquer (2).

Il a cependant paru intéressant de rechercher si les étoiles des autres classes ne donneraient pas lieu à des constatations analogues. Les classes A, F et G n'ont, dans la limite des erreurs admissibles, rien révélé de semblable. Par contre M. W. Gyllenberg, à l'aide de nombreuses observations (3), trouve un résidu de + 3,6 km./sec. pour les étoiles de la classe K et + 5,3 km./sec. pour la classe M. Il se pourrait, après tout, que nous dussions en revenir à la première hypo-

(1) *Stellar Motions*, déjà cité, p. 201.

(2) La valeur de cette remarque ne doit pas être exagérée : les vitesses radiales de la matière nébulaire sont, dans la Nébuleuse d'Orion, très variables d'un point à un autre.

(3) H. Ludendorff, *Newcomb-Engelmanns Populäre Astronomie* (déjà citée), p. 607.

thèse et mettre tous ces écarts sur le compte de l'inégale distribution dans le Ciel des étoiles de diverses classes, combinée avec des mouvements d'ensemble différents. Mais, répétons-le, la question est encore ouverte et tout cela reste assez mystérieux.

CHAPITRE II

GRANDEURS ABSOLUES DES ÉTOILES
ÉTOILES NAINES ET GÉANTES

1. Grandeurs absolues. — Jusqu'à présent, toutes les fois que nous avons parlé de grandeurs stellaires, il ne s'agissait que de grandeurs apparentes déduites directement de l'observation. Mais dans la grandeur apparente ainsi déterminée entrent deux facteurs : 1° la grandeur que nous semblerait avoir l'étoile si elle était placée à une certaine distance prise pour unité, la même pour toutes. — Cette grandeur-là ne dépend que des caractères intrinsèques de l'étoile (dimensions réelles, température, pouvoir émissif de la surface, etc.) : on l'appelle la *grandeur absolue* ; 2° la diminution d'éclat due à la distance où se trouve effectivement l'étoile. — De deux étoiles de même grandeur absolue, si l'une est $\sqrt{2,512} = 1,58$ fois plus loin que l'autre, la première nous paraîtra (d'après la définition même des grandeurs (1)), d'une grandeur moins brillante que la seconde.

Comme distance unité à laquelle on rapporte toutes les grandeurs absolues, on choisit généralement celle où une étoile hypothétique aurait une parallaxe annuelle de $0'',1$, soit 2.062.650 fois la distance du Soleil à la Terre. Certains auteurs emploient le *parsec*, distance où la parallaxe d'une étoile atteindrait $1''$; mais, aucune étoile ne se trouvant en fait aussi proche de nous, la première convention est plus fréquemment utilisée. Nous adopterons donc comme distance-unité 10 parsecs.

(1) Voir page 10.

Dans ce cas, entre la grandeur absolue M d'une étoile, sa grandeur apparente m et sa parallaxe π, on a la relation :

$$M = m + 5 + 5 \log \pi.$$

En effet, π étant exprimée en secondes, l'intensité lumineuse de l'étoile telle qu'on l'observe étant I, son intensité à la distance où π serait égale à $0''{,}1$ deviendrait $I\left(\frac{0{,}1}{\pi}\right)^2$. De la relation générale :

$$m - m_0 = -2{,}5 \log \frac{I}{I_0},$$

on déduit donc :

$$M - m_0 = -2{,}5 \log \frac{I}{I_0} \frac{0{,}1^2}{\pi^2}$$

ou encore, par soustraction :

$$M = m + 5 + 5 \log \pi \qquad \text{c. q. f. d.}$$

Ainsi donc, pour toutes les étoiles de parallaxe connue, on peut calculer la grandeur absolue. Et réciproquement, si, par un moyen quelconque, on arrive à connaître la grandeur absolue d'une étoile de parallaxe inconnue, on peut déduire cette parallaxe de la formule ci-dessus.

Tel est le point de départ de la méthode spectroscopique de M. W. S. Adams.

2. Méthode de W. S. Adams pour la mesure des parallaxes. — La méthode repose sur ce fait qu'il existe, dans beaucoup de spectres stellaires, des couples de raies dont les intensités relatives sont fonctions de la grandeur absolue. Lockyer avait déjà remarqué certains caractères des étoiles intrinsèquement très brillantes, notamment la faiblesse de leur spectre ultra-violet, mais la première tentative pour trouver des raies spectrales variant d'intensité avec la grandeur absolue est due à E. Hertzsprung (1) : elle portait sur la raie λ 4077 du Strontium. Au Mont Wilson, Kohlschütter fit en 1914 quelques essais analogues et on en déduisit un certain nombre de grandeurs absolues (2). On ne se propo-

(1) Voir le § suivant.

(2) W. S. Adams et A. Kohlschütter, *Astrophysical Journal*, t. XL, 1914, p. 385.

sait alors que de chercher des étoiles vraisemblablement peu éloignées afin d'en étudier les parallaxes par les procédés habituels. C'est seulement quelques temps après que M. Walter S. Adams (1), allant plus loin, voulut s'affranchir des anciennes méthodes et, à la suite de recherches systématiques, mit sur pied le nouveau procédé.

Prenons par exemple les deux étoiles 61_1 Cygni et α Tauri, de même classe spectrale (K_5 et K_5, respectivement). Leurs parallaxes, mesurées directement, sont $0'',31$ et $0'',07$; leurs grandeurs apparentes 5,6 et 1,1. Les grandeurs absolues correspondantes, calculées à l'aide de la formule $M = m + 5 + 5 \log \pi$, sont 8,0 et 0,4, c'est-à-dire que α Tauri est par elle-même 1.100 fois plus lumineuse que 61_1 Cygni : on doit s'attendre à ce qu'une pareille disproportion se répercute sur les spectres.

Effectivement, la raie λ 4455 du Calcium, très intense dans 61_1 Cygni l'est peu en comparaison dans α Tauri. Le contraire a lieu pour la raie du Strontium λ 4216. — Il y a bien là une preuve de conditions physiques différentes : λ 4455 Ca est une raie d'arc, alors que λ 4216 Sr est une raie d'étincelle, de celles que Lockyer appelait renforcées (enhanced). La première s'observe quand la température est relativement peu élevée, la seconde lorsqu'elle est très haute. Mais on aperçoit aussi λ 4216 Sr — point important suggéré par les travaux d'Huggins — quand la densité du gaz absorbant est très faible (par exemple dans la chromosphère solaire) : nous verrons bientôt que telle est, très probablement, la raison de son apparition dans α Tauri, étoile que nous avons toute raison de croire extrêmement peu dense.

Revenons aux faits. Ainsi la grande luminosité intrinsèque de α Tauri se traduit par la forte valeur du rapport des intensités des deux raies $\frac{4216\ \text{Sr}}{4455\ \text{Ca}}$. Partant de là, M. W. S. Adams examina un certain nombre d'étoiles de type K dont les parallaxes étaient connues directement et aussi par suite les grandeurs absolues : il en déduisit, pour

(1) W. S. Adams, *Proceedings of the National Academy of Sciences of Washington*, t. 2, 1916, p. 145.

les étoiles de cette classe, une courbe représentant le rapport des intensités des deux raies en question en fonction de la grandeur absolue. Les étoiles à parallaxes connues ont alors été réparties suivant leur classe en 5 groupes : de F_0 à F_6 ; de F_7 à G_7 ; de G_8 à K_4 ; de K_5 à K_9 ; M, et pour chaque groupe une courbe analogue a été construite. C'est à l'aide de ces courbes que s'effectue la détermination des parallaxes.

On procédait au début de la façon suivante. Sur un bon cliché spectral de l'étoile étudiée, on choisissait une raie que les recherches antérieures avaient montrée insensible aux variations de l'éclat absolu et on lui rapportait isolément chacune des deux raies servant de critère (par exemple λ 4216 Sr et λ 4455 Ca), en opérant à l'estime, un peu comme lorsqu'il s'agit d'évaluer des grandeurs stellaires : l'expérience prouve que ce procédé grossier réussit. On préfère pourtant maintenant, comme à l'Observatoire Lockyer de Sidmouth, mesurer l'opacité relative des raies au moyen d'un photomètre à coin. — Le rapport des intensités des raies une fois déterminé, la courbe correspondant au type de l'étoile donne sans peine la grandeur absolue et partant la parallaxe.

La méthode ci-dessus n'est guère applicable aux étoiles des classes A et B qui ont peu de raies ou en ont de trop larges (comme celles de l'Hydrogène). Pour la classe A, MM. W. S. Adams et A. H. Joy (1) préfèrent se fonder sur l'aspect général des raies et sur leur degré de finesse, les statistiques ayant montré que les étoiles à raies fines ont un plus grand éclat absolu que celles à raies diffuses. Les parallaxes de 544 étoiles de ce type ont été évaluées ainsi et publiées en 1922. Un procédé analogue a été peu après appliqué à 300 étoiles de type B par les mêmes auteurs (2).

Pour les étoiles de classe B (étoiles à Hélium), presque toutes très lointaines et pour lesquelles le besoin d'une méthode à la fois nouvelle et précise se faisait le plus vive-

(1) *Astrophysical Journal*, t. LVI, 1922, p. 242.
(2) *Astrophysical Journal*, t. LVII, 1923, p. 294 et *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXV, 1923, p. 120.

ment sentir, M. D. L. Edwards (1) (de l'Observatoire de Sidmouth, Angleterre) s'est adressé aux raies de l'Hélium qu'il a comparées à celles de l'Hydrogène : les couples les meilleurs lui ont paruêtre λ 4144 H_ε et $H\varepsilon$ d'une part, λ 4388 et H_γ d'autre part. La figure 166 représente une des courbes obtenues à l'aide d'étoiles de grandeur absolue déjà connue : cette courbe, d'ailleurs sensiblement linéaire, est tout à fait analogue à celles employées par M. Adams pour d'autres types spectraux ; c'est grâce à elle que de l'intensité relative des raies on peut, inversement, déduire l'éclat absolu.

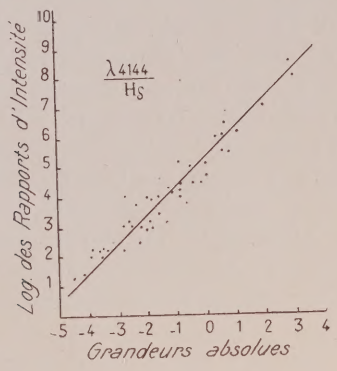


Fig. 166.

Dans tout cela les inégalités du développement photographique ont, bien entendu, une influence, qu'on diminue en utilisant plusieurs clichés. Malgré cette cause d'erreur, les résultats de la méthode spectroscopique, souvent vérifiés après coup par le procédé direct, ont été trouvés excellents. L'erreur relative finale ne dépasse pas 20 0/0 de la parallaxe trouvée : la méthode ancienne ne donne en général pas mieux et avec bien plus d'efforts. En quelques années, plus de 3.000 parallaxes ont été ainsi publiées, alors que celles mesurées directement au cours de trois quarts de siècle ne dépassaient pas quelques centaines. — Mais surtout la

(1) *Monthly Notices*, t. LXXXIII, 1922, p. 47 et t. LXXXIV, 1924, p. 366.

méthode directe ne peut donner que les parallaxes d'étoiles relativement voisines de nous : la nouvelle s'applique au contraire à *toutes* indistinctement et nous apporte ainsi — avantage capital — de précieuses informations sur une foule d'astres qui nous seraient inaccessibles autrement. Notre connaissance du monde sidéral se trouve donc, par cette découverte, singulièrement accrue.

3. Etoiles Naines et Géantes. — Bien avant ces recherches, l'astronome danois E. Hertzsprung (1) avait noté que les étoiles des classes B et A ont en général des parallaxes insensibles et de faibles mouvements propres : elles sont le plus souvent très lointaines et doivent posséder de grands éclats absolus. Le contraire semble avoir lieu pour les étoiles rouges, selon toute probabilité en majorité faiblement lumineuses par elles-mêmes. Les étoiles blanches étaient donc selon lui des « géantes » et beaucoup de rouges des « naines », appellations aujourd'hui universellement adoptées et qui ont été introduites dans la Science par M. Hertzsprung.

M. Hertzsprung remarqua aussi que les géantes présentent généralement des raies d'étincelle (« renforcées »), alors que dans le spectre des naines les raies d'arc dominent. Lockyer aurait donc classé les premières dans la branche ascendante de l'évolution des températures et les secondes parmi les astres en voie de refroidissement. Ces vues contenaient en germe les idées émises plus tard sur la marche du développement des étoiles ; mais c'est M. Russell qui leur a donné, en les précisant, leur forme classique (2).

4. Travaux de M. H. N. Russell. — M. Russell a rassemblé toutes les étoiles dont les parallaxes *directes* étaient relativement bien connues en 1913 et il en a déduit leurs

(1) *Astronomische Nachrichten*, t. 179, 1909, n° 4296, p. 373, et *Zeitschrift für wissenschaftliche Photographie*, t. III, 1905, p. 429 et t. V, 1907, p. 86.

(2) *The Observatory*, t. XXXVI, 1913, p. 324 et t. XXXVII, 1914, p. 165.

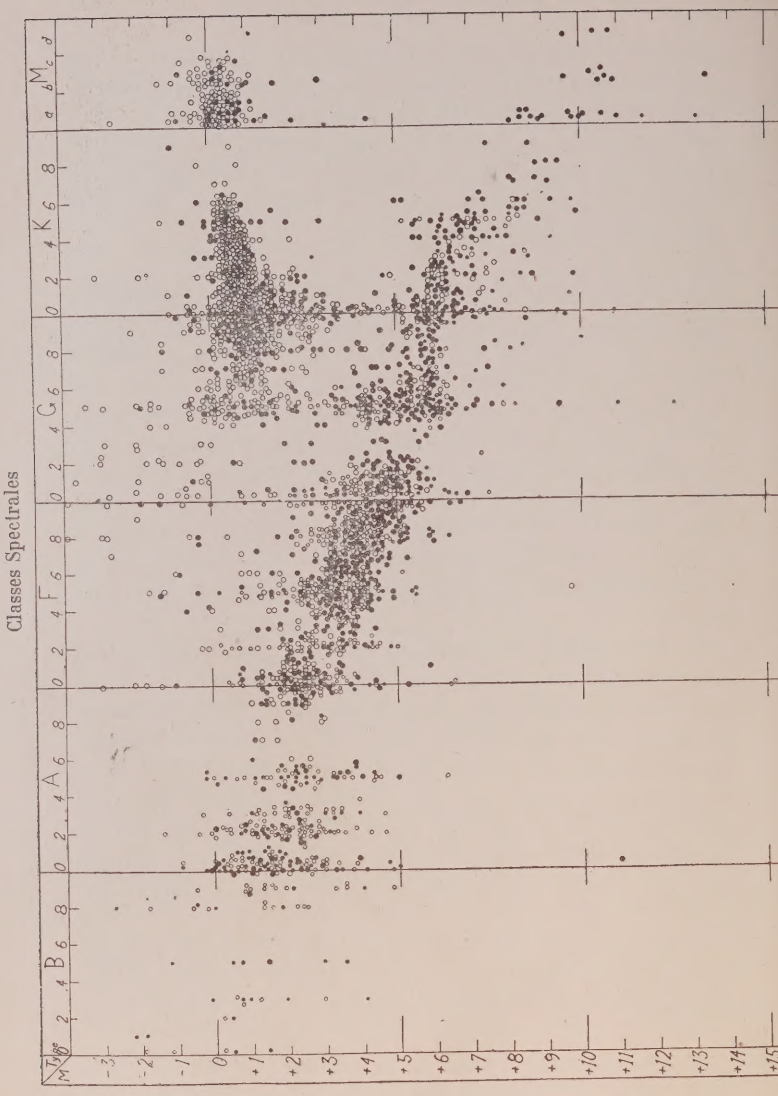


Fig. 167. — Diagramme des grandeurs absolues et des types spectraux (Points noirs : Parallaxes directes ; Petits cercles : Parallaxes indirectes ou spectroscopiques) (d'après M. H. D. Curtis, 1922).

grandeurs absolues (à la distance de 10 parsecs). Il les a ensuite réparties suivant leurs spectres sur un diagramme où les classes spectrales figurent les abscisses et les grandeurs absolues les ordonnées. Le résultat obtenu a été analogue à la figure ci-jointe (fig. 167). On y voit que :

1° *Il ne semble pas y avoir d'étoiles de faible grandeur absolue dans les classes* B *et* A (1) : on n'y trouve que des étoiles intrinsèquement très brillantes.

2° *Il ne semble pas y avoir d'étoiles rouges de grandeur absolue moyenne* : les étoiles jaune foncé, rougeâtres ou rouges des classes K et M tendent au contraire à se grouper en deux catégories, celles de *très grand* éclat absolu et celles de *très faible* éclat absolu, les Géants et les Nains.

Le diagramme primitif de Russell ne portait que sur 200 ou 300 étoiles et les caractères ci-dessus — le dernier surtout — n'y apparaissaient pas avec une netteté très accentuée : les erreurs à craindre sur les parallaxes directes sont en effet considérables et se répercutent sur les grandeurs absolues qu'on en déduit. Fort heureusement les recherches de M. W. S. Adams sont arrivées à point nommé pour enrichir la statistique de nombreuses parallaxes nouvelles — ou plutôt de nouvelles grandeurs absolues puisqu'on les obtient maintenant directement. Disposant alors de 2.500 étoiles, MM. W. S. Adams et A. H. Joy (2) ont alors refait le diagramme de M. Russell et les conclusions de celui-ci ont été entièrement corroborées.

Un point mérite cependant d'être signalé. La méthode d'Adams permet d'atteindre des parallaxes beaucoup plus faibles que la méthode trigonométrique : elle a, de ce chef, grandement accru ici le nombre des étoiles rouges géantes. Celles-ci ne pouvaient être que très rares dans le travail primitif, d'abord parce que les étoiles rouges ne sont elles-mêmes pas très nombreuses (3,3 0/0 des étoiles d'éclat supérieur à la 8e grandeur), mais surtout parce que les étoi-

(1) En fait on en a trouvé depuis : les « nains blancs » (v. p. 560) ; mais leur éclat absolu est toujours *excessivement* faible, sans offrir d'intermédiaires.

(2) *Popular Astronomy*, t. XXIX, 1921, p. 141.

les géantes ne peuvent guère être que des astres lointains dont la parallaxe directe est rarement bien connue. Le travail d'Adams, fondé sur sur de belles étoiles, favorise au contraire les géantes. Ainsi, sur 204 étoiles des types K_4 à K_9, 135, soit 66 0/0 y sont des géantes. Dans la classe M, la proportion est plus élevée encore : sur 148 étoiles, 127, soit 86 0/0 sont des géantes. Parmi les étoiles jaune foncé et rouges *accessibles au spectroscope*, les géantes forment donc la grosse majorité. *Dans l'ensemble* par contre, la prépondérance des étoiles naines est écrasante, et d'autant plus que leur éclat apparent et plus faible.

5. Informations fournies par les étoiles doubles. — Les travaux de H. N. Russell et de W. S. Adams ne portaient que sur les étoiles simples ; encore ne concernaient-ils pas les étoiles des classes B et A, auxquelles, nous l'avons dit, la méthode spectroscopique de détermination des grandeurs absolues était encore inapplicable. Or l'étude des étoiles doubles a permis de combler cette lacune.

On peut, ainsi que nous le verrons bientôt, déterminer, dans certains cas, les parallaxes des étoiles doubles, soit en combinant les observations visuelles et spectroscopiques soit, moins rigoureusement, mais beaucoup plus souvent, moyennant certaines hypothèses peu éloignées de la vérité. MM. J. Jackson et H. H. Furner (1) ont étudié ainsi 556 couples de types compris entre B et K_5 et leur statistique, qui s'étend par suite aux étoiles blanches, a pleinement mis en évidence la division en nains et géants annoncée par Russell et Adams tandis qu'elle confirmait par ailleurs tous leurs résultats. Ceux-ci sont donc valables pour les étoiles doubles comme pour les étoiles simples.

6. Diamètres et Densités. — D'où vient maintenant que, dans un même type spectral, certaines étoiles soient beaucoup plus brillantes que d'autres ? Comment expliquer par exemple que, dans la classe M, d'une étoile de 10e gran-

(1) *Monthly Notices*, t. LXXXI, 1920, p. 2.

deur à une de grandeur — 2, en apparence semblablement constituées, la luminosité puisse varier de 1 à 65.000 ? Les noms mêmes de « nains » et de « géants » suggèrent l'idée d'une différence de volume. Sans trop insister sur les notions de cause et d'effet, qui en pareille matière perdent un peu de leur netteté, nous allons voir qu'en fait cette intuition est conforme à la réalité.

Si l'on admet que les lois du rayonnement des corps noirs s'appliquent aux astres, la connaissance de l'éclat absolu d'une étoile, combinée avec celle de son type spectral, permet d'évaluer approximativement son diamètre.

Prenons en effet le Soleil comme terme de comparaison ; soit r_0 son rayon, r celui de l'étoile. Soient encore I_0 et I les intensités lumineuses absolues (1) des deux astres (déduites des grandeurs absolues par la formule de Pogson), E_0 et E leurs éclats par unité de surface rayonnante pour une longueur d'onde λ, T_0 et T leurs températures effectives absolues. On a évidemment, d'après la loi de Planck (p. 221) :

$$E : E_0 = \left(e^{\frac{c}{\lambda T_0}} - 1\right) : \left(e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1\right)$$

D'autre part :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E r^2}{E_0 r_0^2} = \left(\frac{E}{E_0}\right) \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^2.$$

Mais la connaissance du type spectral fournit une évaluation de la température absolue T : elle nous donne en effet λ_m, la longueur d'onde dominante, liée à T par la loi de Wien $\lambda_m T =$ constante. En choisissant alors convenablement λ (2), on détermine donc approximativement $\frac{E}{E_0}$: on déduit de là $\frac{r}{r_0}$ et partant le diamètre. Des diamètres on déduit facilement les volumes et, si les masses sont connues, on en tire les densités.

Ainsi par exemple Antarès (α Scorpii), étoile géante rouge de classe M, est 3.400 fois plus lumineux que le Soleil.

(1) La grandeur absolue du Soleil est + 4,85 (H. N. Russell, *Astrophysical Journal*, t. XLIII, 1916, p. 101).

(2) On a trouvé à Harvard 0,529 μ comme représentant le mieux l'influence *moyenne* des diverses radiations (Russell, p. 733, *vide infra*).

Sa température effective peut, d'après sa couleur, être évaluée à 3.100° abs., celle du Soleil étant, comme on sait, voisine de 6.000°. L'éclat d'Antarès par unité de surface est donc à peu près le 1/70e de celui du Soleil. Le calcul qui précède permet de conclure de là que le rayon de l'étoile vaut 490 fois celui du Soleil et que son volume est 117 millions de fois plus grand. Si l'on admet (1) que la masse d'Antarès est 30 fois supérieure a la masse du Soleil, on voit que sa densité doit être 4.10⁶ fois plus faible.

Antarès diffère donc davantage du Soleil à cet égard que l'air à 1/100e d'atmosphère du Platine. Ces calculs ne sont pas nouveaux : l'étude des étoiles doubles les avaient déjà suggérés et les densités excessivement faibles qu'on avait obtenues avaient beaucoup surpris. Or celles-ci viennent d'être confirmées par une toute autre voie : les diamètres apparents des étoiles, mesurés directement par M. A. Michelson (2), concordent en effet avec ceux (3) que MM. Ch. Nordmann, H. N. Russell et A. S. Eddington ont déduits des considérations ci-dessus. En voici quelques exemples :

Etoile	Classe	Diamètres *évalués*			Diamètres *mesurés*
		Russell	Eddington	Moyenne	Michelson
		"			"
Bételgeuse (α Orion)	M_a	0,031	0,051	0,041	0,047
Antarès (α Scorpii).	M_a	0,028	0,043	0,036	0,040
Arcturus (α Bootis).	K_0	0,019	0,020	0,020	0,024

La méthode précédente d'évaluation des diamètres stellaires, au moyen des éclats absolus et des types spectraux, se trouve donc par là corroborée, et avec elle, indirectement,

(1) H. N. Russell, R. S. Dugan, J. Q. Stewart, *Astronomy*, Boston 1927 (Ginn) t. II, p. 740.

(2) Voir plus haut page 110.

(3) A. Danjon, *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 35, 1921, p. 416.

les hypothèses qui lui servent de base. Les lois du rayonnement des corps noirs peuvent donc, sans grandes chances d'erreur importante, être appliquées aux étoiles.

7. L'Evolution stellaire d'après M. Russell. — Tels sont les faits ; voyons ce qu'en a tiré M. Russell. L'illustre savant américain les a d'abord rapprochés de la théorie mathématique de Lane (1), d'après laquelle une masse gazeuse en équilibre adiabatique, se condensant sous l'influence de la gravitation, commence par se réchauffer jusqu'au moment où l'énergie intérieure cesse de compenser les pertes par rayonnement (2). Une fois parvenue à sa température maximum, elle se refroidit ensuite de plus en plus.

Les étoiles rouges géantes seraient de la sorte les plus jeunes, comme l'attestent leur couleur (indice de température peu élevée) et leur faible densité. L'évolution se poursuivrait alors, au rebours de l'ordre habituel, jusqu'à la classe B, puis, la condensation continuant, elle redescendrait la pente inverse des températures, jusqu'aux nains rouges de plus en plus obscurs. L'ordre naturel serait ainsi le suivant :

géants — nains

M K G F A_c B_c B A F G K M

A_c et B_c désigneraient ces étoiles à raies d'Hydrogène minces et à raies renforcées d'étincelle (comme α Cygni) que M. Hertzsprung a étudiées et que Lockyer plaçait lui aussi dans sa branche ascendante. — Chaque étoile passerait ainsi deux fois, au cours de son existence, par le même type spectral : Antarès serait une étoile jeune ; Sirius, à son apogée, commencerait à décroître ; le Soleil atteindrait la fin de son âge mûr et l'étoile projectile de Barnard (3) l'extrême limite de la vieillesse.

(1) *American Journal of Science*, 2e série, t. L, 1870, p. 57.

(2) Voir p. 247 et aussi p. 526

(3) C'est, en grandeur absolue, l'une des plus faibles connues (gr. abs. + 13,8). Elle n'a guère, sous ce rapport, d'autre rivale que l'étoile de M. R. T. A. Innes, voisine d'α Centauri.

C'est en somme, à d'assez nombreux détails près, la confirmation des idées émises — sans bases toujours très consistantes, il est vrai — par Lockyer il y a 35 ans.

8. Influence de la masse. — Les « Avortons ». — Quand on se reporte au diagramme (fig. 167), on ne peut manquer de remarquer le nombre élevé des étoiles des classes K, G et F qui, par leur éclat absolu, occupent un rang intermédiaire entre les Naines et les Géantes : il semblerait que ces astres, après avoir tout d'abord évolué normalement, aient tourné court, comme si quelque obstacle avait interrompu leur ascension vers la classe B. — D'autre part, les étoiles de cette dernière classe, les plus chaudes, sont en même temps celles dont la masse *moyenne* est la plus grande et l'on est ainsi naturellement conduit à songer à ce facteur.

Or la théorie de l'équilibre radiatif des masses gazeuses (1) a montré que la pression de radiation, exercée par la lumière sur les corps qu'elle frappe, a une grande importance dans les astres : cette force a pour effet de rendre instables ceux dont la masse dépasse une certaine valeur, relativement peu élevée. Quant aux étoiles dont la masse est trop faible, elles ne peuvent acquérir assez de luminosité pour être visibles.

Ces deux raisons — l'instabilité des trop grandes masses et l'impuissance énergétique des trop petites — sont sans doute les motifs profonds pour lesquels les masses stellaires oscillent entre d'aussi étroites limites (2). Elles nous font toucher du doigt, pour ainsi dire, ce fait que les étoiles forment bien une catégorie de corps unique et nettement définie, au même titre que la plupart des organismes susceptibles d'évoluer. Mais la remarque relative aux astres trop petits a une autre conséquence : elle nous laisse entrevoir que certaines étoiles dont la masse était trop faible ne peuvent parvenir aux stades supérieurs. Il en va d'elles comme des êtres vivants : ceux qui n'ont pas en eux la réserve d'énergie suffisante ne réussissent pas à se dévelop-

(1) Voir plus loin page 545.
(2) V. page 571.

per et deviennent des avortons. On prévoit ainsi l'existence d'étoiles qui commencent à redescendre l'échelle des températures avant d'en avoir atteint le sommet. Ce qui le donne à penser, c'est que les étoiles du type B — celles parvenues à leur apogée et aussi les plus massives — sont relativement peu nombreuses, moins de 12 0/0 de tout l'ensemble. A moins que le stade B ne soit très court comparé aux autres, cela prouve que peu d'étoiles ont la masse suffisante pour y parvenir. Par contre, la multitude des étoiles de faible éclat absolu peut tenir à la fois à la stabilité de la période descendante comme au fait évident que toutes les étoiles — et non pas seulement quelques privilégiées — traversent les stades correspondants.

9. Critiques et objections. — Dans tout ce que nous venons de dire, il est nécessaire de distinguer nettement la part des *faits* établis et celle de *l'interprétation*. Les recherches statistiques de MM. Russell et Adams ne démontrent positivement qu'une seule chose, savoir que dans chaque classe spectrale il existe deux catégories d'étoiles, les unes peu lumineuses par elles-mêmes, les autres intrinsèquement très brillantes. Elles ne nous prouvent pas que chaque étoile parcourt effectivement la série d'étapes que nous avons décrite, pas plus qu'elle ne nous disent *dans quel sens* (1) se fait cette évolution.

Il se pourrait que les étoiles se formassent *petit à petit*, par l'agglomération de météorites errant isolées dans l'espace intersidéral et dont l'existence paraît établie (2) : les étoiles naines seraient alors les plus jeunes et les géantes les plus anciennement constituées (3)... Disons seulement que M. Russell a jugé plus logique et plus conforme à l'ensemble des données scientifiques actuelles d'admettre qu'à l'origine la matière cosmique se trouve çà et là dans un état diffus peu lumineux et relativement froid. L'agglomération de cette matière doit alors se poursuivre progressivement, sous

(1) J. H. Jeans, *Nature*, t. CVII, 1921, p. 557.
(2) P. Salet, *Bulletin Astronomique*, t. XXVIII, 1911, p. 241.
(3) W. D. Mac Millan, *Scientia*, t. XVII, 1923, pp. 3 et 103.

l'action *nécessaire* de la gravitation, en donnant naissance aux étoiles des différents âges (1).

On a d'autre part semblé admettre implicitement plus haut que la masse d'un astre influe peu sur sa luminosité : s'il en était autrement, une statistique d'étoiles de masses différentes ne pourrait guère retracer l'histoire d'une même étoile, *à moins que la masse de celle-ci fût elle-même variable*. Or les travaux récents de M. Eddington ont établi que la grandeur absolue d'une étoile est fonction de sa masse (2), les étoiles très brillantes possédant, ainsi d'ailleurs qu'on le soupçonnait déjà, les plus grandes masses. Les dernières recherches théoriques du même auteur ont également montré que les étoiles denses ne cessent jamais de se comporter comme si elles étaient formées de gaz parfaits (3). Leur faible masse suffit à rendre compte de leur peu d'éclat : le coude brusque que manifeste, vers le stade B, la marche de l'évolution stellaire admise par M. Russell n'a donc pas pour cause, comme on l'avait cru d'abord, une excessive condensation de la matière, qui arrêterait la contraction.

Mais tout ceci n'est nullement en contradiction avec la théorie de M. Russell. Les masses stellaires peuvent fort bien aller en diminuant avec le temps, puisque les astres rayonnent continuellement de l'énergie et que cette énergie a de la masse (4). Dans le cas surtout où la destruction de leurs électrons (5) serait la principale source de leur énergie, les étoiles brûleraient constamment leur propre matière et leur masse devrait décroître inéluctablement. Il est alors naturel de penser qu'à mesure que l'étoile se contracte, sa température centrale va en croissant mais aussi son opacité

(1) Le peu d'écart des masses stellaires est, a-t-on dit aussi, plus facile à expliquer dans l'hypothèse de la contraction d'une masse gazeuse que dans celle d'un accroissement progressif des étoiles à partir de météorites errantes solides (A. S. Eddington, *Nature*, t. CXI, 1923, p. 18).

(2) *Monthly Notices*, t. LXXXIV, 1924, p. 311. — Voir plus loin p. 556.

(3) *Ibidem*, p. 320.

(4) D'après les idées actuelles sur la Dynamique. — Voir J. Bosler, *Thèse, Paris*, 1912 (Gauthier-Villars), p. 88.

(5) Voir là-dessus : J. Bosler, *L'Evolution des Etoiles*, Paris, 1923 (Presses Universitaires de France), p. 95.

pour le rayonnement : un stade de température *effective* maximum doit s'ensuivre. La masse diminuant sans cesse et la contraction continuant, la température ne peut plus alors que diminuer (1).

(1) Telle semble être du moins, dans ses grandes lignes, la marche de l'Evolution stellaire normale. — On trouvera plus loin (Chap. IV) une discussion plus détaillée des nombreuses énigmes — non encore résolues pour la plupart — soulevées par l'immense problème que nous n'avons fait ici qu'aborder.

CHAPITRE III

INTERPRÉTATION DES SPECTRES STELLAIRES
THÉORIE DE M. MEGH NAD SAHA

1. Le problème a résoudre. — Il y a longtemps qu'on s'est demandé pourquoi, si la composition des étoiles est, comme on le pense, partout la même, on ne voit apparaître, dans chaque étoile déterminée, que *certains éléments* et pourquoi, dans le spectre de ces éléments, *telle raie et non pas telle autre*. On répond souvent à cette question d'une manière un peu évasive, en disant que tous les corps ne donnent pas leur spectre avec une égale facilité et en laissant entendre — ce qui est d'ailleurs probablement vrai — que les éléments chimiques évoluent. Lockyer avait bien tenté autrefois d'aborder le problème : ses expériences étaient parfois critiquables et la voie purement empirique dans laquelle il s'était engagé ne pouvait guère, par ses limitations mêmes, lui permettre d'atteindre le vaste but qu'il poursuivait. Mais plus récemment des calculs précis du plus haut intérêt ont jeté un jour tout nouveau sur bien des particularités, restées longtemps mystérieuses, des spectres stellaires. Ces travaux reposent tout d'abord sur la théorie de M. N. Bohr (1), concernant la constitution de la Matière, théorie dont nous allons résumer les traits fondamentaux.

(1) Le premier mémoire de Bohr, celui où les principes de sa théorie sont exposés, a paru dans le *Philosophical Magazine*, 6e série, t. XXVI, 1913, p. 9. On trouve tous les détails de celle-ci dans l'ouvrage de A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, Braunschweig (Vieweg), 3e édition, 1922. — Voir aussi : Edmond Bauer, Conférence sur la Théorie de Bohr, la Constitution de l'Atome et la Classification périodique des éléments (Paris, Hermann, 1922). — Et encore : R. A. Millikan, L'Electron (Trad. franç.) Paris, Alcan, 1926.

2. L'atome de Bohr et l'émission des raies spectrales. — D'après Bohr, les atomes des éléments chimiques sont de petits systèmes solaires en miniature. Des électrons négatifs, tous identiques, en nombre ordinairement égal à la moitié du poids atomique, décrivent des orbites elliptiques autour d'un centre positif jouant le rôle du Soleil (fig. 168). Celui-ci est cependant très petit, de l'ordre des dimensions d'un électron (1) ; mais sa charge positive équivaut à la charge totale de tous les électrons négatifs qui l'entourent, de sorte qu'à l'état normal l'atome est neutre électriquement. Sur une même orbite, il y a parfois un seul électron (cas de l'Hydrogène) ; en général il y en a plusieurs et aussi plusieurs orbites forment autant d'anneaux sensiblement concentriques.

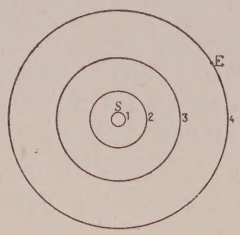


Fig. 168.

Cette conception de l'atome a permis à M. Bohr d'expliquer les raies spectrales et voici comment. L'énergie n'est, pas plus que la matière, divisible à l'infini. Elle ne peut être émise ou absorbée que par quantités finies, par « atomes d'énergie » — les célèbres *quanta* de Planck (2) — d'autant plus grands que la longueur d'onde est plus courte : c'est là encore une hypothèse que l'expérience a vérifiée de bien des façons. — Tant que les électrons parcourent régulièrement leurs orbites périodiques et stables, *on admet* qu'ils ne rayonnent pas d'énergie et ne sont pas lumineux. Ils ne le deviennent que lorsqu'un électron vient à changer d'orbite pour en parcourir une plus stable, par suite de perturbations dues aux conditions physiques extérieures — par exemple, d'une absorption d'énergie ondulatoire.

Le quantum de Planck, l'élément d'énergie peut s'écrire,

(1) Le diamètre de l'atome est de l'ordre de 10^{-8} cm., celui d'un électron de l'ordre de 10^{-13} cm.

(2) Voir là-dessus : P. Langevin, *La Physique du Discontinu*, Conférences de la Société de Physique, 1913-14, Paris (Gauthier-Villars). Et aussi : Jean Perrin, *Les Atomes*, Paris, 1913 (Alcan).

avons-nous dit : $\varepsilon = \frac{h}{T}$, T étant la période et h une constante universelle qui a les dimensions d'un moment de quantité de mouvement. Bohr *admet* encore (1) que les régions d'orbites stables répondent à des constantes des aires (ou à des moments de quantité de mouvement) multiples de $\frac{h}{2\pi}$: entre elles se trouvent autant de régions annulaires d'instabilité. L'électron perturbé ne passe pas d'une façon continue d'une orbite stable à une plus stable : il le fait brusquement, en rayonnant *par quanta* l'excès de son énergie initiale W_1 sur son énergie finale W_2. La période du rayonnement est alors déterminée par l'équation $\varepsilon = \frac{h}{T}$ ou $W_1 - W_2 = \frac{h}{T}$: le cataclysme correspond ainsi, chaque fois, à une perte d'énergie orbitale de *un* quantum. On voit que la période de la raie émise n'est ni celle de l'orbite initiale ni celle de l'orbite finale : elle n'en dépend que par l'intermédiaire des W. D'autre part — point capital — un atome individuel n'émet à la fois qu'une seule raie, les diverses raies du spectre provenant d'atomes différents.

C'est surtout dans le cas du spectre de l'Hydrogène que ces conceptions se sont tout d'abord révélées fécondes : l'atome de cet élément n'a qu'un électron et les calculs — ceux du « problème des deux corps » — peuvent être poussés jusqu'au bout. On reconnaît ainsi sans peine que les rayons des orbites stables sont entre eux comme les carrés des nombres entiers 1^2, 2^2, 3^2... et l'on établit facilement que les raies du spectre doivent obéir à une formule telle que $\frac{1}{T} = N\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right)$, identique à celle de Balmer, mais où la constante N peut être calculée *a priori*. — On explique de cette façon avec une merveilleuse exactitude le spectre ordinaire de l'Hydrogène : les électrons y sautent brusquement des orbites 3, 4, 5, 6... à l'orbite 2 (H_α correspondant à l'orbite 3, H_β à l'orbite 4, etc.).

(1) C'est là l'hypothèse fondamentale de Bohr. Il en fait une autre (un peu plus loin) quand il suppose que l'énergie rayonnée à chaque saut d'électron correspond à *un seul* quantum.

Lorsque l'orbite finale est l'orbite 3, on obtient, dans l'infrarouge, une nouvelle série de raies, celle de Paschen, dont les divers termes ont été reconnus depuis, expérimentalement, aux places prévues. De même, quand l'orbite finale est la première, on a la série ultra-violette de Th. Lyman, également confirmée par l'observation.

Des séries analogues aux précédentes, étudiées jadis par beaucoup de physiciens, notamment par Rydberg, existent dans les spectres des autres atomes : on leur donnait, suivant leur degré de simplicité, les noms de série principale, 1re ou 2e série subordonnée etc. L'explication de ces séries, en cours un peu partout, est plus difficile que pour l'Hydrogène : les succès déjà obtenus dans cette voie suffisent cependant à montrer que les conceptions de Bohr touchant la constitution de l'atome sont extrêmement voisines de la réalité.

3. Atome ionisé et raies renforcées. — Tant que l'intensité de la cause perturbatrice ne dépasse pas une certaine limite, l'électron troublé reste à l'intérieur de l'atome, en dépit de ses changements d'orbite. Les nombreuses vérifications expérimentales de la théorie de Bohr ont montré que les raies spectrales explicables de cette façon étaient toujours celles de basse température, les raies d'arc. Celles-ci caractérisent donc l'atome électriquement neutre.

Mais il peut arriver que la perturbation soit par trop forte. Un électron est alors expulsé au dehors, laissant le reste de l'atome positivement chargé. L'atome est, dans ce cas, dit *ionisé*. Il n'en reste pas moins capable d'émettre, par le mécanisme déjà décrit, des raies spectrales dues aux changements d'orbites des électrons qu'il a conservés. Mais ces raies ne sont pas les mêmes que tout à l'heure — puisque la charge du corps central est différente. Lorsqu'on calcule leurs longueurs d'onde, on trouve qu'elles coïncident avec les raies de haute température, raies d'étincelle ou raies « enhanced » de Lockyer.

C'est ainsi qu'on a pu montrer théoriquement, après que M. Fowler l'eut établi expérimentalement, que les raies découvertes par Pickering et Rydberg dans les spectres de cer-

taines étoiles très chaudes (étoiles du type de ζ Puppis ou de Wolf-Rayet), au lieu d'appartenir comme on le croyait jadis à d'autres séries de l'Hydrogène, caractérisent en réalité l'Hélium ionisé dont l'atome a perdu 1 électron (1).

Enfin, il peut encore arriver que 2 électrons soient expulsés : l'atome est dans ce cas doublement ionisé. Sa charge est alors plus grande encore et son énergie aussi en général. Les périodes sont donc plus courtes et les spectres de tels atomes sont par suite surtout formés de raies ultra-violettes invisibles.

Ainsi les raies d'arc caractérisent l'atome neutre et les raies d'étincelle l'atome ionisé (Bohr et Sommerfeld). L'importance de cette découverte est d'autant plus grande que l'on peut calculer *a priori*, dans un gaz donné, la proportion des atomes ionisés, en fonction de la température et de la pression. Ce calcul a été fait, d'après les principes thermodynamiques établis par J. W. Gibbs et en s'appuyant sur les formules de Van t' Hoff et de Nernst, par un savant hindou, le professeur Megh Nad Saha (2) (1921) : nous allons en résumer la marche.

4. Ionisation et dissociation. — M. Saha part de ce principe que l'ionisation, c'est-à-dire la décomposition d'un atome en un ion positivement chargé et en un ou plusieurs électrons négatifs, est un phénomène de même nature que la dissociation réversible d'un gaz A en deux autres B et C, dissociation conforme à la relation :

$$A \rightleftarrows B + C$$

ou : 1 molécule de A $\rightleftarrows$ 1 molécule B + 1 molécule C.

On sait que, dans un récipient contenant au début le gaz A seul, la dissociation se poursuit jusqu'à ce que le nombre des molécules A décomposées par seconde soit égal au nombre de

(1) Voir plus haut, p. 492.

(2) *Philosophical Magazine*, 6e série, t. XL, 1920, pp. 472 et 809 et t. XLI, 1921, p. 267. Voir aussi : *Proceedings of the Royal Society of London*, t. XCIX, A, 1921, p. 135. — On trouvera un résumé succinct dans : *The Observatory*, t. XLIV, 1921, p. 261 (article de M. E. A. Milne).

celles qui se reforment dans le même temps par recombinaison de B et de C. Appelons n_0, n_1 et n_2 les nombres des molécules (1) A, B et C par unité de volume. A une température donnée, le nombre des molécules A dissociées par seconde est proportionnel à leur nombre total et a pour valeur kn_0 ; de même le nombre de recombinaisons par seconde, proportionnel à la probabilité d'une rencontre, peut s'écrire $k'n_1n_2$, k et k' étant des facteurs dépendant de la température seule. Quand l'équilibre est atteint, $kn_0 = k'n_1n_2$. Le rapport $\frac{n_1\, n_2}{n_0} = \mathrm{K}$ est donc une fonction de la température seule. C'est la loi bien connue de Guldberg et Waage.

La fonction K peut être remplacée par une autre où les pressions partielles des divers constituants (au sens de la loi du mélange des gaz) p_0, p_1, p_2 se substituent aux nombres de molécules. La formule fondamentale des gaz donne en effet :

$$p = n\,\mathrm{R.\,T.}$$

(T = température absolue, R = constante des gaz).

On tire de là : $\frac{p_1\, p_2}{p_0} = \mathrm{K}_p$, en posant $\mathrm{K}_p = \mathrm{KRT}$.

Appelons maintenant P la pression totale et x le degré d'ionisation, c'est-à-dire le pourcentage des atomes dissociés, présents par unité de volume. On a évidemment, d'après la loi du mélange des gaz :

$$p_1 = \frac{x}{1+x}\,\mathrm{P} \qquad p_2 = \frac{x}{1+x}\,\mathrm{P} \qquad p_0 = \frac{1-x}{1+x}\,\mathrm{P}$$

d'où :

$$\mathrm{K}_p = \frac{x^2}{1-x^2}\,\mathrm{P}.$$

Si K_p était connu pour chaque température, on en déduirait x pour chaque valeur de la pression et de la température et le problème cherché serait résolu.

Reste donc à trouver la fonction K_p : c'est ce qu'a fait Van t' Hoff.

(1) Dans le cas de l'ionisation, les molécules sont remplacées par des atomes, des portions d'atome ou des électrons.

5. Formule fondamentale de la théorie de M. Megh Nad Saha. — On peut s'appuyer, pour obtenir K_p (ou K) sur les lois générales de l'équilibre des systèmes chimiques. Appelons S l'entropie totale d'un système — d'un mélange de gaz, par exemple. — Soit S_0 l'entropie des corps qui l'entourent et qui lui cèdent éventuellement de la chaleur. On sait qu'au cours d'une modification quelconque l'entropie va toujours en augmentant ; donc $\delta(S + S_0) > 0$; l'équilibre final est atteint quand $\delta(S + S_0) = 0$, δ étant, bien entendu, relatif à la modification envisagée.

Soit U l'énergie interne du système considéré, P sa pression totale, T sa température, V son volume et δQ la quantité de chaleur qu'il emprunte à l'extérieur, la température et la pression restant invariables. Alors :

$$\delta S_0 = -\frac{\delta Q}{T} = -\frac{\delta U + P\delta V}{T}.$$

La condition d'équilibre devient ainsi : $\delta S - \frac{\delta U + P\delta V}{T} = 0$, autrement dit la fonction $\Phi = S - \frac{U + PV}{T}$ doit être *minimum*, quand la modification s'effectue, c'est-à-dire, dans le cas d'une dissociation, quand les proportions des divers constituants du mélange varient, T et P restant constants.

Calculons donc Φ pour un gaz dissocié en deux autres. L'énergie totale U, somme des énergies des constituants, est évidemment de la forme $n_0u_0 + n_1u_1 + n_2u_2$, ou pour abréger Σnu, les u étant relatifs aux diverses molécules. De même le volume V, égal d'après la loi fondamentale des gaz à $\frac{RT}{P}(n_0 + n_1 + n_2)$, peut aussi s'écrire par symétrie Σnv. Il en est encore de même pour les variations dS de l'entropie avec P et T, donc :

$$dS = \Sigma nds \qquad \text{d'où :} \qquad S = \Sigma ns + C.$$

Mais la constante C, qui ne dépend plus de P ni de T, est une fonction des n. Gibbs l'a calculée en étudiant le problème de l'entropie d'un mélange gazeux : elle a pour valeur

$-R\Sigma n \log c$, où c désigne la concentration $\frac{n}{n_0+n_1+n_2}$ de chaque constituant (1).

Nous pouvons donc écrire en somme :

$$\Phi = \Sigma n \left(s - \frac{u+Pv}{T} - R \log c \right) = \Sigma n (\varphi - R \log c)$$

en mettant en évidence les fonctions φ qui, pour chaque constituant, ne dépendent que de P et de T, mais non des n. Ecrivons donc que $\delta\Phi = 0$, *quand les n varient*. Il vient (2) :

$$\Sigma(\varphi - R \log c)\delta n = 0.$$

C'est la condition d'équilibre cherchée.

Or, si l'on ne connaît pas les δn, on connaît des nombres qui leur sont proportionnels, car la dissociation d'une molécule ou d'un atome se fait toujours suivant des proportions connues : dans le cas qui nous intéresse, par exemple, *un* atome neutre donne *un* atome ionisé et *un* electron. On peut donc remplacer les δn par des nombres entiers ν_0, ν_1, ν_2 connus à priori et écrire l'équation de condition :

$$\frac{\varphi_0 \nu_0 + \varphi_1 \nu_1 + \varphi_2 \nu_2}{R} = \nu_0 \log c_0 + \nu_1 \log c_1 + \nu_2 \log c_2 = \log K,$$

la quantité K ainsi définie étant celle qui intervenait tout à

(1) Gibbs s'appuie sur ce théorème (qu'une expérience fictive lui permet de démontrer) que l'entropie d'un mélange de gaz est égal à la somme des entropies des constituants, chacun d'eux étant supposé occuper à la température considérée le volume total du mélange. Le calcul classique de l'entropie du gaz, en introduisant et en n'introduisant pas les pressions partielles cP des constituants, donne alors, par comparaison, la valeur de C. — Voir là-dessus : Max Planck, *Thermodynamik*, 6e éd., Berlin, 1921 (W. de Gruyter), pp. 218-222.

(2) Le terme $\Sigma n R.\ \delta$ (log c) est nul. Il s'écrit en effet :

$$\Sigma n R \frac{\delta c}{c} = R\,(n_0 + n_1 + n_2)\,\delta(c_0 + c_1 + c_2), \text{ puisque } \frac{n}{c} = n_0 + n_1 + n_2.$$

Mais, comme $c_0 + c_1 + c_2 = 1$,

$$\delta(c_0 + c_1 + c_2) = 0.$$

l'heure dans la formule de Guldberg et Waage, puisque, si $\nu_0 = -1$, $\nu_1 = 1$, $\nu_2 = 1$,

$$K = \frac{c_1 c_2}{c_0} = \frac{n_1 n_2}{n_0} \frac{1}{N}$$

(N étant le nombre total, constant, des molécules).

Ce qu'il nous faut, c'est la loi de variation de K avec T. De l'équation précédente, nous tirons :

$$\frac{\partial \log K}{\partial T} = \frac{1}{R} \Sigma \nu \frac{\partial \varphi}{\partial T} .$$

Mais on a, en prenant P et T comme variables :

$$d\varphi = ds - \frac{du + P dv + v dP}{T} + \frac{u + Pv}{T^2} dT = v \frac{dP}{T} + \frac{u + Pv}{T^2} dT$$

d'où :

$$\frac{\partial \log K}{\partial T} = \frac{1}{RT^2} \Sigma \nu (u + Pv) .$$

Or, $\Sigma \nu (u + Pv)$ représente justement l'énergie empruntée à l'extérieur pour dissocier *une* molécule (ou *un* atome) ; appelant cette énergie ΔU, nous avons enfin :

$$\frac{\partial \log K}{\partial T} = \frac{\Delta U}{RT^2}$$

Telle est la formule établie par Van t' Hoff et dont M. Saha s'est servi (1). Cette formule, M. Saha la transforme légèrement : elle concerne des changements de composition à volume constant ; il s'agit de l'appliquer à des changements à pression constante.

La Physique classique nous apprend qu'il existe, entre les chaleurs spécifiques γ_p et γ_v, à pression et à volume constants, la relation :

$$\frac{\gamma_p - \gamma_v}{R} = 1. \qquad \text{D'ailleurs :} \quad d\Delta U = \gamma_v dT.$$

ΔU_p étant l'énergie empruntée à l'extérieur pour dissocier une molécule à pression constante, on a donc :

$$\Delta U_p = \Delta U + RT.$$

(1) Il y a aussi une autre formule, en $\frac{\partial \log K}{\partial P}$, qu'il est facile d'obtenir : elle ne nous est pas utile ici.

En se rappelant que $K_p = KRT$, on tire de là :

$$\frac{\partial \log K_p}{\partial T} = \frac{\Delta U_0}{RT^2}$$

Si maintenant on désigne par U_0 la quantité d'énergie nécessaire pour faire sortir *un* électron d'un atome, indépendamment de toute question de température, et si γ_0, γ_1 et γ_2 sont les chaleurs spécifiques du gaz, du gaz ionisé et des électrons, à pression constante et par atome ou électron, on a :

$$\Delta U = U_0 + (\gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_0)T$$

d'où, après intégration :

$$\log K_p = -\frac{U_0}{RT} + \frac{\gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_0}{R} \log T + C'.$$

6. Données intervenant dans la formule. — Aux hautes températures stellaires, on admet que les gaz sont à l'état monoatomique : nous avons d'ailleurs fait implicitement cette hypothèse dans ce qui précède en parlant de dissociation de l'*atome*. Les chaleurs spécifiques γ_0, γ_1, γ_2 sont donc toutes supposées ici égales à $\frac{5}{2}R$ — Quant à R, constante des gaz parfaits pour une molécule, sa valeur est, comme on sait, égale à 2 calories (ou plus exactement 1 cal. 99).

U_0 est ce qu'on appelle le potentiel d'ionisation ; c'est une grandeur fournie par l'expérience et particulière à chaque élément. On l'exprime souvent par le nombre de volts qui donneraient à un électron l'énergie suffisante pour s'évader de l'atome (23074 calories correspondent à 1 volt).

Enfin la constante d'intégration C' n'est autre que celle intervenant dans l'entropie, considérée comme fonction de la température. Notre équation fondamentale revient en effet (on s'en assure facilement) à écrire que l'excès de l'entropie des produits de la dissociation sur celle du gaz initial équivaut au quotient de la chaleur fournie, par la température : c'est donc la somme algébrique des constantes d'entropie des différents gaz. — La constante de l'entropie est restée longtemps indéterminée. M. W. Nernst a établi en 1906

qu'elle peut être connue expérimentalement (1) et l'hypothèse des quanta permet de la calculer théoriquement : c'est une fonction de la masse atomique que l'expérience, conforme d'ailleurs à la théorie, a montré être (2) :

$$-1{,}62 + 1{,}5 \log_{10} m \quad (m = \text{masse atomique}).$$

Ici la constante relative aux électrons figure seule (les deux autres se détruisent) M. Saha la calcule, un peu hypothétiquement bien entendu, en admettant comme masse atomique d'un électron 1/1845 (en prenant H = 1) : il trouve — 6,5.

Avec ces chiffres on obtient, en définitive, si U_0 est en calories, en employant les logarithmes vulgaires :

$$\log \frac{x^2}{1-x^2} P = \log K_p = -\frac{U_0}{4{,}571\ T} + 2{,}5 \log T - 6{,}5$$

7. Conséquences de la formule fondamentale. — C'est en s'appuyant sur la formule (3) qui précède que M. Saha a pu calculer, pour chacun des principaux éléments, à l'aide des potentiels d'ionisation connus expérimentalement, le pourcentage des atomes ionisés dans une masse gazeuse en fonction de la température et de la pression. Il en a déduit, comme nous l'avons dit, l'explication de nombreux faits spectroscopiques restés mystérieux. — Ainsi, pour le Calcium, on obtient la table suivante :

Calcium. Proportion des atomes ionisés (0/0)

Pression en atm. → / Température	10	1	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
4.000	0	0	0	3	9	26
5 000	0	2	6	20	55	90
6.000	2	8	26	64	93	99
7.000	7	23	68	91	99	100
8.000	16	46	84	98,5	100	100
10.000	46	85	98,5	100	100	100
12 000	76	96,5	100	100	100	100

(1) Planck (*loc. cit.*), p. 281.

(2) W. Nernst, *Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes*, Halle, 1918, p. 151.

(3) M. Saha a apporté un peu plus tard à sa formule (*Philosophical Magazine* (6), 1922, t. XLIV, p. 1128) une légère correction, pour le détail de laquelle nous renverrons à son Mémoire.

Des tableaux analogues se rapportent aux autres corps simples : tous présentent un même caractère (que la formule de M. Saha révèle d'ailleurs du premier coup), savoir que les effets de la pression et de la température sur l'ionisation sont inverses : élever la température ou diminuer la pression revient au même et l'on peut obtenir une proportion déterminée d'atomes ionisés par les deux voies.

On s'explique ainsi que l'arc électrique, dans le vide, manifeste beaucoup de raies d'étincelle. Mais il y a mieux. On se rappelle que Lockyer, dans ses recherches spectroscopiques, insistait beaucoup sur l'action des hautes températures pour faire apparaître les raies en question ; Huggins par contre faisait ressortir l'influence dans le même sens d'une diminution de pression. M. Saha les met d'accord : les raies en litige sont celles de l'atome ionisé et le degré d'ionisation, fonction des deux facteurs à la fois, joue seul un rôle dans le phénomène. Toute contradiction disparaît donc entre les expériences des deux savants anglais.

Enfin la formule de M. Saha révèle un fait capital : *plus le potentiel d'ionisation d'un élément est élevé, plus haute est la température, plus basse est la pression nécessaire à maintenir le gaz ionisé*, c'est-à-dire à lui permettre de donner son spectre d'étincelle. Nous aurons souvent à revenir sur cette proposition. Voici d'ailleurs les potentiels d'ionisation d'un certain nombre de corps simples importants en Astronomie :

	Volts		Volts		Volts
Cæsium	3,81	Barium	5,12	Ba +	9,86
Rubidium	4,16	Strontium	5,67	Sr +	10,70
Potassium	4,32	Calcium	6,08	Ca +	11,86
Sodium	5,11	Magnésium	7,65	Mg +	15,02
Lithium	5,37	Zinc	9,4	Zn +	18,20
Hydrogène	13,54	Hélium	25,2	He +	53,4

La dernière colonne se rapporte aux éléments ionisés : elle comprend l'énergie supplémentaire requise pour chasser de l'atome un deuxième électron, une fois que le premier en est déjà sorti.

8. Application au Soleil. — Le caractère dominant du spectre solaire de Fraunhofer est l'intensité excessive des raies

H et K du Calcium. Or ces raies sont des raies renforcées et les premières — les seules visibles — de la série principale de l'atome ionisé, c'est-à-dire de celle que l'atome ionisé doit d'abord émettre avant de pouvoir en émettre d'autres (1). Le Calcium est avec cela, évidemment, l'un des éléments les plus abondants du Soleil. A la température de la couche renversante, 6.000° ou 7.000°, et aux pressions mal connues, mais de l'ordre de 10^{-4} atmosphères (2) qui y règnent, la quasi-totalité des atomes de ce métal sont ionisés (p. 538, tableau) et il ne s'y trouve plus d'atomes neutres susceptibles d'émettre les raies d'arc et partant de les absorber. Il est donc tout naturel que les raies H et K soient si fortes. — Il n'y a pas, dans le spectre solaire visible, d'autres raies qui réunissent des conditions aussi favorables : les autres corps abondants dans le Soleil ont des raies renforcées qui ne sont pas visibles ou celles qui le sont n'appartiennent pas à la série principale.

On s'explique encore que ces raies d'étincelle H et K se montrent à de grandes hauteurs au-dessus de la photosphère, là où la pression est très faible (3) alors que les raies d'arc du Calcium (λ 4227 ou g, par exemple) restent confinées dans les couches basses de l'atmosphère solaire. Ces dernières doivent être encore plus intenses dans les taches, où la température est plus basse — on l'estime à 4.000° au lieu de 6.500° — et où il y a davantage d'atomes non ionisés qui leur correspondent. — C'est bien ce que l'on constate.

Une raison analogue empêche les raies D du Sodium de briller dans la chromosphère supérieure : ce sont des raies

(1) La série principale est en effet d'ordinaire la plus facile à exciter, sauf pour les atomes analogues à celui de l'Hydrogène (H et H_e +, par exemple) : la température nécessaire est plus basse, l'étincelle n'a pas besoin d'être aussi puissante que pour faire apparaître les raies des autres séries. Voir : A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, 2e édition. Braunschweig (Vieweg), 1921, p. 293.

(2) R. d'E. Atkinson, *Monthly Notices*, t. LXXXII, 1922, p. 396 *et surtout* : R. H. Fowler et E. A. Milne, même recueil, t. LXXXIII, 1923, p. 419 ainsi que t. LXXXIV, 1924, p. 499.

(3) De l'ordre de 10^{-12} atm. (R. H. Fowler et E. A. Milne, *loc. cit.*, p. 418).

d'arc dues à l'atome neutre et, dans ces régions où la pression est très faible et la température élevée, il n'y a plus guère d'atomes neutres. Par contre, ces mêmes raies D sont très fortes dans les taches où règnent des conditions physiques inverses.

Une foule de faits du même genre concernent le Potassium, le Magnésium, le Strontium et bien d'autres éléments (1). Le Rubidium a notamment donné lieu à une prédiction remarquablement vérifiée. M. Saha avait annoncé (2) que, vu son faible potentiel d'ionisation, ce corps devait rester invisible dans le spectre solaire normal, mais apparaître dans les taches. Ses principales raies y ont effectivement été trouvées peu après par M. H. N. Russell.

L'Hélium mérite enfin une place à part. On ne voit dans le Soleil que quelques raies chromosphériques de ce gaz (dont D_3), sans y trouver les autres raies du spectre habituel, non plus que les séries de Pickering et de Rydberg. L'explication de cette anomalie est double. Les raies de Pickering et de Rydberg appartiennent à l'Hélium ionisé : or l'Hélium est, de tous les corps, celui qui a le plus fort potentiel d'ionisation (25,2 volts) et, pour l'ioniser en proportion notable, il faudrait des températures supérieures à 12.000° qui ne se rencontrent pas dans l'atmosphère solaire. Quant aux autres raies du spectre usuel, M. Saha a montré qu'elles n'appartiennent pas à la série principale de l'Hélium neutre, laquelle est entièrement dans l'ultra-violet : il faut donc, pour les provoquer, une excitation thermique ou électrique extrêmement puissante.

9. Particularités des spectres stellaires. — Tout cela montre bien pourquoi c'est seulement dans les étoiles les plus chaudes, celles de classe O, qu'on voit les séries de Pickering et de Rydberg et pourquoi, dans la classe suivante B (étoiles à Hélium) où ce gaz n'est pas encore ionisé, il donne cepen-

(1) Saha, *Philosophical Magazine*, (6), t. XL, 1920, p. 812-815 et H. N. Russell, *Astrophysical Journal*, t. LV, 1922, p. 119 et p. 354. — Voir aussi Saha, *Nature*, t. CVII, 1921, p. 683.

(2) *Phil. Mag.*, (6), t. XL, 1920, p. 814.

dant ses raies usuelles que les astres moins chauds sont impuissants à révéler. — De plus, à la température des étoiles de classe B, l'Hydrogène est presque complètement ionisé ; ses atomes ont, pour la plupart, perdu leur unique électron et sont par suite incapables d'absorber ; aussi, dans la classe B, les raies de l'Hydrogène ne sont-elles que peu intenses, malgré l'abondance probable de cet élément.

On peut encore se demander pourquoi les étoiles blanches des classes B et A ne nous montrent pas les spectres des métaux, comme celles des classes F, G, K ou M. Serait-ce que les métaux y sont rares ou absents ? Nullement, cela tient seulement à ce que les métaux ont de plus faibles potentiels d'ionisation (voir tableau p. 539) que les gaz proprement dits. Plus faciles à ioniser, ils le sont d'ordinaire complètement aux températures des étoiles chaudes B et A. Leurs atomes ont même souvent perdu plus d'un électron : le spectre est alors entièrement ultra-violet et il ne reste plus d'atomes neutres pour absorber les radiations usuelles (celles du spectre d'arc) ; il en reste même fort peu de simplement ionisées pour absorber celles du spectre d'étincelle que nous connaissons. Dans les étoiles chaudes, par suite, les gaz sont à peu près seuls à se manifester : aussi y trouve-t-on à peine, avec eux, quelques raies renforcées du Calcium (H et K), élément dont le potentiel d'ionisation est d'ailleurs relativement élevé.

Enfin nous avons vu que les étoiles de la série ascendante dans l'ordre des températures ont généralement des raies d'étincelle. Lockyer faisait même de cela la base de sa classification. Rien n'est plus naturel dans la théorie de M. Saha, puisque les étoiles géantes ont une densité très faible. La pression y est alors extrêmement réduite : tous les éléments doivent y être ionisés et ne peuvent donner que les spectres, dits d'étincelle, répondant à cet état physique.

10. Evaluation des températures et des pressions dans les atmosphères stellaires. — Depuis les premières recherches de M. Saha d'importants progrès ont été réalisés. Les calculs du début supposaient le gaz de composition chimique

homogène ; M. H. N. Russell (1) les a étendus au cas des mélanges gazeux, qui est celui de la Nature. Mais surtout MM. R. H. Fowler et E. A. Milne ont, dans une généralisation hardie, été plus loin encore : ils sont parvenus à déduire la température probable (2) des étoiles de leurs raies spectrales prédominantes.

L'émission d'une raie par un atome n'est possible que lorsqu'il possède des électrons sur ses orbites stables extérieures : elle exige donc un état de l'atome lumineux, intermédiaire entre la stabilité complète (où l'électron parcourt l'orbite la plus voisine du noyau positif) et l'ionisation proprement dite (où l'électron est expulsé au dehors). On peut alors, si l'on suppose connu, non plus le potentiel nécessaire pour faire sortir l'électron (potentiel d'ionisation) mais le potentiel correspondant à chaque raie (3) et au travail nécessaire pour passer de l'orbite la plus centrale à chacune des autres, déterminer par le calcul les conditions de production de chaque radiation individuelle, c'est-à-dire le pourcentage des atomes qui peuvent l'absorber : il suffit d'appliquer une équation très analogue à celle de M. Saha. On connaît ainsi à quelle température et à quelle pression telle ou telle raie possède son intensité maxima.

En partant alors, pour les étoiles de classe A_0 — celles où la série de Balmer de l'Hydrogène prédomine —, d'une température voisine de 10.000° absolus, on trouve que la pression dans la couche renversante est de l'ordre de $1{,}31.10^{-4}$ atmosphères. Des calculs analogues peuvent être exécutés pour toute une série de raies de corps variés et, par divers recoupements, on parvient à une échelle de températures (4) dont le caractère provisoire ne saurait masquer l'intérêt. La voici :

(1) *Astrophysical Journal*, t. LV, 1921, p. 119 et 354.

(2) *Loc. cit.* — M. Saha (*Philosophical Magazine*, (6), t. XLI, 1921, p. 276) avait déjà abordé la question.

(3) Ce potentiel se déduit facilement, d'après la théorie de Bohr, du potentiel d'ionisation accessible à l'expérience.

(4) Où la pression a été supposée égale à celle de la couche renversante dans les étoiles A_0. Si on supposait les pressions différentes, on disposerait d'une nouvelle variable qui permettrait un ajustement plus étroit des chiffres théoriques aux valeurs observées.

Classe. . .	O_5	O_9-B_0	B_1	B_2	A_0
Température.	35.200	26.600	19.000	16.000	10.000
Classe. . .	G_0	G_5	K_0	K_5	
Température.	5 970	5.350	6.290	4.420-3 900	

A titre de comparaison nous donnons ci-dessous les évaluations spectrophotométriques obtenues à Potsdam dans ces dernières années et généralement considérées comme dignes de foi (1).

Classe. . .	B_0	B_5	A_0	A_5	F_0
Température.	15 800	11.900	9.500	7.900	6.700
Classe. . .	G_0	K_0	K_5	M_0	
Température.	5 100	4.000	3.600	3.300	

L'accord, sans être excellent, n'en est pas moins, si l'on tient compte de l'indépendance des deux moyens d'évaluation, assez satisfaisant. Les nombres de la théorie de Saha sont plus élevés dans l'ensemble : on doit s'y attendre ; ils correspondent non pas à la « température effective », mais à la température *réelle* des atmosphères absorbantes et l'on sait que, de tous les corps rayonnant une quantité donnée d'énergie, le corps noir — auquel répond la « température effective » — est le moins chaud.

Les recherches qui précèdent n'en sont qu'à leurs débuts : bien des critiques peuvent leur être adressées. On doit cependant espérer qu'elles nous permettront bientôt, grâce à des données expérimentales de plus en plus précises (sur les potentiels d'ionisation par exemple), d'élucider la plupart des problèmes concernant les températures et les pressions qui règnent dans les atmosphères des astres. Le nombre des paramètres qui interviennent ici n'est pas très grand et d'autre part le champ d'observation est vaste, puisqu'il comprend les milliers d'étoiles accessibles au spectroscope. La Physique céleste et aussi la Physique terrestre ne peuvent manquer de faire, de ce chef, un sérieux progrès.

(1) Scheiner-Graff, *Astrophysik*, p. 362 (déjà cité).

CHAPITRE IV

THÉORIE GÉNÉRALE DE L'ÉQUILIBRE RADIATIF DES CORPS CÉLESTES

1. Historique et généralités. — La chaleur se présente à nous sous deux formes : énergie cinétique de molécules ou d'atomes (chaleur proprement dite) et énergie ondulatoire de l'éther (chaleur rayonnante). A l'intérieur des corps chauds ordinaires, aux températures qui nous sont familières, la première domine de beaucoup : c'est ainsi que dans un morceau de fer au rouge, par exemple, l'énergie cinétique des molécules est environ un milliard de fois plus grande que celle du rayonnement contenu dans le fer. Il en va tout autrement lorsqu'il s'agit des astres : au sein d'un soleil géant, notamment, les deux formes d'énergie sont du même ordre et c'est là que réside le caractère propre du problème de la constitution des étoiles, tel qu'on l'envisage aujourd'hui.

La théorie de l'équilibre dynamique et thermique des corps célestes a été envisagée autrefois par Homer Lane (1) puis par A. Ritter (2), Sir W. Thomson (3), et R. Emden (4). Ceux-ci considéraient les étoiles comme gazeuses et y supposaient réalisées les lois de l'équilibre adiabatique des gaz parfaits ; ils imaginaient alors, pour expliquer le transfert d'énergie continuel du centre à la surface, un brassage incessant de la matière par des courants de convection. Mais en fait les astres ne rayonnent pas seulement au dehors : ils

(1) *American Journal of Science*, 2e série, t. L, 1870, p. 57.
(2) *Annalen der Physik* (Wiedemanns), t. V, 1878, p. 554 et années suivantes (Voir aussi *Astrophysical Journal*, t. VIII, 1898, p. 293).
(3) *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XXIII, 1887, p. 287.
(4) *Gaskugeln*, 1907, Leipzig und Berlin (B. G. Teubner).

émettent de l'énergie par toute leur masse et rien n'empêche celle-ci de passer *par transparence* pour ainsi dire, de l'intérieur à l'extérieur. Il est même surprenant qu'on ait tardé si longtemps à s'apercevoir d'une chose aussi naturelle. Seulement le difficile n'est plus alors tant de savoir comment les étoiles peuvent nous envoyer en si peu de temps d'énormes quantités de chaleur que de comprendre comment leur chaleur ne s'épuise pas plus vite.

Le progrès de nos connaissances sur le rayonnement a donc exigé un remaniement complet de toute la théorie. L'*équilibre radiatif* doit se substituer à l'équilibre convectif ou adiabatique et il n'est plus besoin de courants intérieurs, entravés d'ailleurs par les fortes pressions qu'exige la gravitation, pour rendre compte du flux continu de l'énergie. Par contre cette dernière doit exercer sur toute la matière de l'astre une pression de radiation, la pression Maxwell-Bartoli, qui diminue d'autant la gravité. — Ces nouvelles conceptions ont été inaugurées par M. R. A. Sampson (1) en 1894. En 1906 K. Schwarzschild (2) les a étudiées en détail ; M. T. Bialobjeski (3) a fait faire au problème un nouveau pas en avant en 1913 ; mais c'est seulement M. A. S. Eddington (4) qui en a tiré depuis 1916 les plus remarquables conséquences et l'a notamment rattaché aux idées de M. H. N. Russell sur l'Evolution des Etoiles.

2. Enoncé du problème et données principales. — La question se pose actuellement ainsi : nous avons à étudier la répartition des densités, des pressions et des températures à l'intérieur d'une étoile. Les forces qui entrent en jeu sont

(1) *Memoirs of the Royal Astronomical Society of London*, t. LI, 1894, p. 123.

(2) *Göttinger Nachrichten*, Math. Phys. Klasse, 1906, Heft I, p. 41.

(3) *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, classe des Sc. Math. et Nat., Série A : Sciences mathématiques, mai 1913.

(4) *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, t. LXXVII, 1916-17, pp. 16 et 596. Voir aussi, pour une importante rectification : même recueil, t. LXXIX, 1918-19, p. 22. Et encore : *Astrophysical Journal*, t. XLVIII, 1918, p. 205.

la gravitation et la pression de radiation et nous supposerons applicables les lois des gaz parfaits (1).

Nous aurons à faire intervenir : la masse de l'étoile, sa densité, et la quantité de chaleur qu'elle rayonne par unité de temps (l'analogue de la constante solaire). Ces trois éléments sont donnés approximativement par l'observation : nous les supposerons connus. Nous aurons encore besoin du poids moléculaire moyen et du coefficient moyen d'absorption : cherchons à évaluer à peu près l'ordre de grandeur de ces quantités. Lorsqu'un élément chimique est, comme ils le sont vraisemblablement tous dans les astres, presque entièrement ionisé, son poids moléculaire doit être peu différent de 2. Les molécules sont en effet dissociées en atomes et la grande majorité de ceux-ci dissociés eux-mêmes en électrons. Or les théories actuelles nous apprennent qu'en mettant à part l'Hydrogène, qui n'a qu'un seul électron, un atome de poids atomique A contient environ $\frac{1}{2}$ A électrons (2) : une fois expulsés de l'atome, ces derniers comptent dans la moyenne comme autant d'atomes indépendants, bien que leur « poids atomique » soit négligeable (1/1845e environ, comme on sait, de celui de l'Hydrogène) et le poids atomique moyen devient $\frac{A}{\frac{1}{2}A + 1}$, c'est-à-dire un nombre très légèrement inférieur à 2. Mais la dissociation atomique n'est sans doute pas complète partout dans les étoiles : afin de tenir compte de cela, M. Eddington a adopté (3) 2,83 (ou $2\sqrt{2}$).

Passons au coefficient d'absorption que nous appellerons k : il est défini par cette condition qu'une couche de matière, de densité ρ et d'épaisseur dr, intercepte une frac-

(1) Qui, contrairement à ce qu'on avait d'abord supposé, semblent applicables à *toutes* les étoiles (Voir p. 557).

(2) Voir par exemple : Léon Brillouin, *La Théorie des Quanta et l'atome de Bohr*. Conférence-Rapport publiée par le *Journal de Physique*, Paris, 1922, p. 47.

(3) Dans les recherches dont nous nous occupons présentement, M. Eddington considère maintenant un chiffre un peu différent comme plus probable ; l'ordre de grandeur de ses résultats n'en est pas affecté très sensiblement. Nous conservons donc ici la première hypothèse.

tion $k\rho dr$ de l'énergie rayonnante qui la traverse. Pour avoir une idée de la valeur possible de k, il faut se rappeler que les recherches antérieures (de Lane, W. Thomson, Ritter, etc.) ont abouti, en ce qui concerne l'intérieur des étoiles, à des températures formidables de plusieurs millions de degrés, dont l'ordre de grandeur tout au moins est sans doute exact. Il n'y a dans ces chiffres rien d'invraisemblable. La température absolue d'un gaz n'est en somme que l'énergie cinétique moyenne de ses molécules (à un facteur constant près). Or on trouve tout naturel qu'à 10.000° un atome d'Hélium ait une vitesse de 7,3 km./sec. ; à 1.000.000° cette vitesse deviendrait 73 km./sec. et n'aurait, elle non plus, rien de bien insolite : les rayons cathodiques et même les rayons-canaux nous en font voir bien d'autres. — Mais, à de pareilles températures, les longueurs d'onde des radiations dominantes (que nous donne la loi de Wien $\lambda_m T = \text{const.}$) varient entre 3 et 300 A : ce sont donc des rayons X très doux : or ces rayons-là sont très peu pénétrants et une couche d'air ordinaire de 30 centimètres suffit par exemple à en absorber la moitié. On pourrait donc partir de là pour calculer un coefficient d'absorption hypothétique et s'en servir pour le développement de la théorie. M. Eddington a préféré suivre la marche inverse et déterminer *a posteriori*, astronomiquement pour ainsi dire, le coefficient d'absorption qui convient aux astres, quitte à comparer ses résultats avec les mesures de laboratoire : c'est de cette façon que nous procéderons. — Nous verrons qu'on trouve un coefficient d'absorption de l'ordre que nous venons d'indiquer. C'est donc l'extrême opacité relative de la matière des étoiles qui empêche leur chaleur de s'épuiser rapidement : telle est la réponse à la question (§ 1) que nous soulevions incidemment il y a un instant.

3. Equations du problème. — Considérons un point de l'étoile situé à une distance r du centre (Fig. 169). Soient P la pression totale, ρ la densité, T la température absolue et g

l'accélération de la gravité au point considéré. Celle-ci aura pour valeur, si f est la constante de la gravitation :

$$g = \frac{f}{r^2} \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr.$$

Cela étant, on peut écrire l'équation bien connue, dite « du baromètre », qui régit, en Hydrostatique, la variation de la pression avec l'altitude :

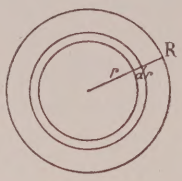


Fig. 169.

$$(1) \qquad \frac{dP}{dr} = -g\rho.$$

D'autre part, la pression P est la somme de deux autres : 1° la pression p due à la force élastique du gaz, définie par les lois de Mariotte et de Gay-Lussac ; 2° la pression p_1 de radiation, égale à la densité de l'énergie se propageant normalement à la surface considérée. On a donc :

$$P = p + p_1$$

avec

$$(2) \qquad p_1 = \frac{1}{3} aT^4$$

(a = constante de Stefan ou (1) $7{,}061.10^{-15}$ C. G. S.)

puisque, d'après la loi de Stefan, la densité de l'énergie rayonnante est proportionnelle à T^4.

Appelons maintenant H la quantité d'énergie passant en chaque point, dans la direction radiale, par centimètre carré et par seconde. Si k est le coefficient d'absorption de tout à l'heure, nous pourrons écrire qu'une couche de matière de densité ρ et d'épaisseur dr absorbera, par centimètre carré et par seconde, une quantité d'énergie $Hk\rho dr$. La quantité

(1) D'après Kurlbaum. Le chiffre indiqué ici, relatif à la densité de l'énergie dans l'espace est, comme un calcul simple le montre, si c est la vitesse de la lumière, égal à $\frac{4}{c}$ fois la constante usuelle (Voir plus haut p. 227), relative à l'énergie émise par une surface, dans toutes les directions et par seconde (V. par ex. H. Bouasse, *Cours de Physique*, t. V, p. 391).

d'énergie absorbée par centimètre cube, c'est-à-dire la diminution de la pression de radiation (1) de r à $r + dr$, aura donc pour valeur :

$$(3) \qquad dp_1 = -\frac{H}{c} k\rho dr \qquad (c = \text{vitesse de la lumière})$$

d'où, en vertu de (1) :

$$(4) \qquad dP = \frac{gc}{Hk} dp_1.$$

Ici M. Eddington fait *deux hypothèses*. Il admet :

1° que, dans toute la masse de l'étoile, k est constant ;

2° qu'en chaque point de l'étoile le flux d'énergie H est proportionnel à l'accélération de la gravité en ce point, c'est-à-dire à g.

Cette dernière condition revient à écrire, en appelant β une nouvelle quantité, constante pour chaque étoile :

$$(5) \qquad \frac{Hk}{gc} = 1 - \beta$$

d'où, par suite de (4) :

$$(6) \qquad p_1 = (1 - \beta)P$$

car, très loin du centre, p_1 et P s'annulent en même temps. Donc :

$$(7) \qquad p = \beta P.$$

D'autre part, p, ρ et T sont liés par l'équation des gaz parfaits (Mariotte-Gay-Lussac) :

$$p = \frac{\alpha \rho T}{m}$$

(m = masse moléculaire, α = constante universelle).

On en déduit, grâce à (6) et (7) :

$$(8) \qquad P = \frac{\alpha}{\beta m} \rho T = \frac{1}{3} \frac{a}{1 - \beta} T^4$$

et, en éliminant T entre ces deux dernières équations, il vient :

$$(9) \qquad P = K\rho^{\frac{4}{3}} \quad \text{avec } K = \left[\frac{3\alpha^4(1 - \beta)}{am^4\beta^4}\right]^{\frac{1}{3}}$$

(1) C'est en effet la variation de la quantité de mouvement contenue dans le rayonnement qui seule agit ; l'énergie transmise n'exerce pas de pression sur la matière qu'elle traverse.

Les équations (1), (8) et (9) fournissent la solution de notre problème : elles définissent en effet — quand on tient compte de la valeur de g — P, ρ et T en fonction de r.

Par une chance inespérée, ces équations sont justement, à la signification des constantes près, les mêmes que celles qui régissent la répartition des pressions, densités et températures dans le cas de l'équilibre adiabatique, problème déjà traité autrefois par les auteurs que nous avons cités (Lane, Ritter, etc.). Il suffit pour passer d'un problème à l'autre, de remplacer le rapport $\gamma = \frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques des équations de l'équilibre adiabatique par $\frac{4}{3}$ (au lieu de $\frac{5}{3}$ que Lane avait adopté comme correspondant aux gaz monoatomiques). L'intégration est donc tout effectuée (1). Mais on n'a même pas besoin de l'entreprendre pour tirer des équations leurs principales conséquences et de simples considérations d'homogénéité peuvent y suppléer.

4. Conséquences de la théorie. — Supposons en effet que nous ayons intégré le problème pour une étoile de masse unité et de rayon unité. Envisageons une autre étoile de masse M et de rayon R. Alors ρ sera évidemment, pour cette dernière, $\frac{M}{R^3}$ et g sera $\frac{M}{R^2}$ fois plus grand. D'après l'équation (1), P sera multiplié par $\frac{M^2}{R^4}$ et K, d'après (9), par $M^{\frac{2}{3}}$. On peut donc écrire :

$$\left[\frac{3\alpha^4(1-\beta)}{am^4\beta^4}\right]^{\frac{1}{3}} = M^{\frac{2}{3}} \times \text{const.}$$

ou
$$1 - \beta = \text{const.} \times M^2 m^4 \beta^4.$$

Le point important ici c'est que K, et par suite $1 - \beta$, ne dépendront pas de R : on en conclut que β ne dépend que de la masse de l'étoile et non pas de son rayon. Or il est vrai-

(1) On la trouvera par exemple dans le mémoire cité de Sir W. Thomson : elle se trouve exposée, dans son principe, plus haut, à propos de l'Equilibre adiabatique (V. p. 250).

semblable que, pour une étoile donnée, le poids moléculaire moyen m ne varie guère avec le temps ; il en est sans doute de même, au moins en première approximation (1), de la masse M : on peut donc dire que β ou plutôt $1 - \beta$, c'est-à-dire le rapport de la pression de radiation à la pression totale, reste à peu près constant durant tout le cours de l'évolution de l'étoile.

Occupons-nous maintenant de la luminosité ou de l'*Éclat absolu* L de l'étoile. Cet éclat absolu que nous considérons ici correspond à la quantité totale (2) d'énergie rayonnée par l'astre. Si R est le rayon de celui-ci, on a :

$$L = 4\pi R^2 H.$$

H étant ici le flux d'énergie relatif à la surface extérieure. A la surface, on a également :

$$g = f\frac{M}{R^2}$$

d'où, en vertu de (5),

$$H = \frac{(1-\beta) f M c}{R^2 k}$$

et partant :

$$L = \frac{4\pi f c M}{k}(1-\beta). \tag{10}$$

Ceci nous montre que, pour toutes les étoiles qui ont la même masse, le produit kL est constant. Donc : l'éclat absolu total d'une étoile de masse donnée varie en raison inverse de son coefficient d'absorption et ne dépend pas de son rayon, c'est-à-dire de sa densité ou, autrement dit, de son stade évolutif.

Si, par suite, le coefficient d'absorption est sensiblement le même pour toutes les étoiles, on s'explique que la grandeur absolue des étoiles géantes varie peu d'un type spectral à un autre. Ceci ne saurait concerner que les géantes dont la température augmente avec le temps à mesure que le rayon décroît ; pour les naines au contraire, qui se

(1) Voir page 556.
(2) On l'appelle parfois éclat absolu « bolométrique ».

refroidissent en diminuant de volume, l'éclat ne peut guère qu'aller en décroissant.

Inversement, de ce que les étoiles géantes ont toutes à peu près le même éclat, nous pouvons conclure que leur coefficient d'absorption dépend peu de leur température et ceci nous justifie d'avoir admis que, dans chaque étoile, k est à peu près constant.

Passons à la *Température effective*. A la surface, on a :

$$g = f\frac{M}{R^2} \qquad M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho,$$

ρ étant ici la densité moyenne. Pour des étoiles de même masse, la seconde de ces équations montre que R est proportionnel à $\rho^{-\frac{1}{3}}$ et la première que g est proportionnel à $\rho^{\frac{2}{3}}$. Mais nous avons supposé que, dans toute l'étoile, H est proportionnel à g ; il en est de même par suite à la surface et, comme H y varie en raison directe de T^4 (d'après la loi de Stefan), T étant ici la température *effective*, on en conclut que T^4 est proportionnel à $\rho^{\frac{2}{3}}$: cela revient à dire que T est proportionnel à $\rho^{\frac{1}{6}}$. Donc : pour toutes les étoiles géantes ayant la même masse, la température effective est proportionnelle à la racine sixième de la densité. Ceci encore est sensiblement vérifié par l'observation : quand les densités des géants varient par exemple de 1/25.000 à 1/10, la masse restant la même, leurs températures effectives passent de 3.000 à 11.000°, comme le veut la loi qui précède.

5. Relation entre les masses et les grandeurs absolues. — Tant que la masse reste presque constante, comme c'est probablement le cas, à peu de chose près, durant l'évolution d'une même étoile géante, nous avons vu que la grandeur absolue variait peu. Mais si les masses des étoiles sont toujours du même ordre, elles diffèrent cependant de l'une à

l'autre, on peut alors se demander comment varie l'éclat absolu. Nous avons vu que l'on avait :

$$1 - \beta = \text{const.} \times M^2 m^4 \beta^4.$$

Pour calculer la constante, il est ici nécessaire d'intégrer les équations fondamentales du problème : on ne pouvait évidemment pas espérer éviter jusqu'au bout cette intégration.

Quand on l'effectue, si l'on choisit pour unité de masse atomique la masse de l'atome d'Hydrogène et pour unité de masse stellaire celle du Soleil, on trouve :

$$1 - \beta = 0{,}0026\, M^2 m^4 \beta^4. \tag{11}$$

Si nous admettons, comme nous l'avons dit, une masse atomique moyenne de 2,83, nous pouvons alors, pour chaque valeur de M, résoudre par rapport à β.

Nous obtenons ainsi le tableau suivant :

Tableau I

Masse ($\odot = 1$) :	0,5	1.0	1,5	3.0	4,5	6,5	13,0
$1 - \beta$:	0,036	0,106	0,174	0,320	0,409	0,487	0,615

On voit combien $1 - \beta$, rapport de la pression de radiation à la pression totale, croît vite avec M : *de là l'instabilité probable des trop grandes masses* (Voir p. 524).

Pour calculer maintenant les éclats absolus (et, par la formule de Pogson (2), les grandeurs absolues) au moyen de (10), il ne nous manque plus que k.

Nous pouvons obtenir une valeur « astronomique » de ce coefficient d'absorption, à l'aide des équations (10) et (11), si nous admettons qu'à une certaine grandeur absolue donnée a priori correspond la masse moyenne suggérée par l'observation. C'est ainsi que M. Eddington a pu, dans ses premiers travaux sur la question, calculer pour les différentes masses une série de grandeurs absolues que M. F. Seares (3) a reconnu

(1) Plus récemment (*Monthly Notices*, t. LXXXIV, 1924, p. 109), M. Eddington tire de données plus modernes le coefficient 0,00308 (au lieu de 0,0026) : l'influence sur les résultats est insignifiante.

(2) Voir plus haut pages 10 et 512.

(3) *Astrophysical Journal*, t. LV, 1922, p. 235 (table XXII).

être de l'ordre de celles observées. On en conclut que les hypothèses faites au début — la constance de k et du rapport $\frac{H}{g}$ — ne doivent pas être fort éloignées de la réalité (1).

6. Répartition des densités et des températures a l'intérieur d'une étoile. — Mais revenons à la solution même du problème posé en commençant ; il s'agissait, on se le rappelle, de calculer, pour chaque distance au centre, la densité, la pression et la température absolue. La pression se déduit des deux autres inconnues par l'équation des gaz et le Tableau II (2) résume les chiffres trouvés en ce qui concerne la densité et la température, pour une étoile de densité moyenne 0,002 (par rapport à l'eau), de masse 1,5 fois celle du Soleil et de poids atomique moyen 2,83. Le coefficient d'absorption (3) a été pris égal à 23 C. G. S., donnée que M. Eddington a estimé correspondre au type moyen des géants de la masse supposée, c'est-à-dire à la classe G. Le rayon de l'astre a été posé arbitrairement égal à 6,9 (4).

Tableau II

Densités et Températures dans une Etoile géante.

r	ρ (par rapp. à l'eau)	T (absolue)
0	0,1085	6 590.000°
1	0,0678	5.640.000°
2	0,0215	3.840.000°
3	0,00503	2.360.000°
4	0,00100	1.380.000°
5	0,000149	730.000°
6	0,0000093	285.000°
6,9	0	.....

(1) Voir page 556.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XLVIII, 1918, p. 213. — Les chiffres du tableau de 1918 sont erronés ; ils sont à multiplier par $\sqrt{2}$ [*Monthly Notices*, t. LXXXIII, 1922, p. 23 (note)]. Nous avons fait ici la correction.

(3) M. Eddington l'a déduit a posteriori des équations (10) et (11) en admettant pour l'étoile en question la grandeur absolue — 0,3.

(4) Autrement dit l'unité de longueur est ici telle que le rayon de l'étoile soit représenté par 6,9.

7. Validité de la théorie pour les étoiles naines. — Les formules du § 4 permettent, on l'a vu, de *prévoir a priori* la grandeur absolue (ou ce qui revient au même l'éclat absolu bolométrique) d'une étoile quand on connaît sa masse : l'intérêt capital d'un pareil calcul n'a pas besoin d'être souligné. Une importante découverte en est résultée.

M. Eddington s'est attaché en premier lieu au cas de Capella (α Aurigæ) : il est arrivé à des chiffres comparables à ceux observés, succès déjà très important. Admettant alors

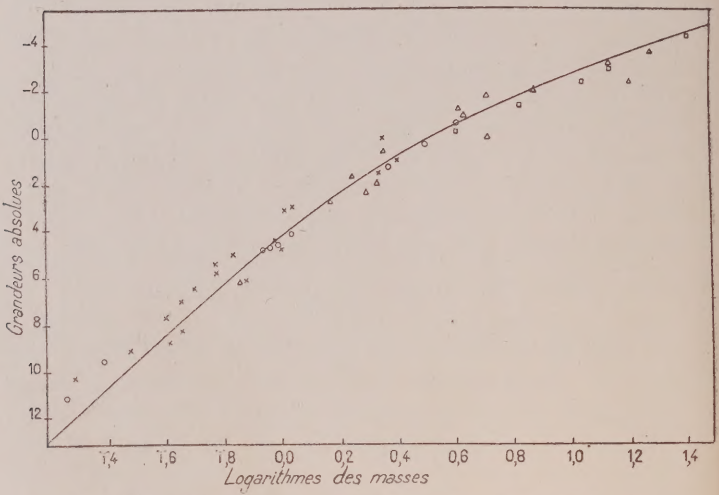


Fig. 170. — Relation entre les grandeurs absolues et les masses des Étoiles (d'après A. S. Eddington).

pour cette étoile (1), provisoirement, la grandeur absolue qu'elle possède en réalité, il en a tiré la valeur moyenne du coefficient d'absorption k (2) et il s'est ensuite servi de celle-ci pour déduire de ses équations les grandeurs absolues de toutes les étoiles dont les masses (et aussi, bien

(1) *Monthly Notices*, t. LXXXIV, 1924, pp. 104 et 308.

(2) Il y a lieu de tenir compte pour ce facteur de diverses corrections dans le détail desquelles nous n'entrerons pas (la principale est fonction de la température effective).

entendu, les parallaxes) sont actuellement bien connues. Il est ainsi parvenu à la figure ci-contre (fig. 170) où les points représentent les différentes étoiles et la courbe celle donnée par la théorie (1).

L'accord avec les faits est, on le voit, satisfaisant. Cette concordance confirme donc la théorie de M. Eddington. Mais elle prouve encore quelque chose de plus. On croyait au début que cette théorie, fondée sur les lois des gaz parfaits, ne s'appliquait qu'aux étoiles géantes : il semblait en effet inconcevable que les lois de Mariotte et de Gay-Lussac conservassent leur validité pour des astres plus denses que l'eau et souvent même, au centre, plus denses que le fer. Le diagramme désormais classique de M. H. N. Russell paraissait corroborer cette opinion : le tournant brusque que semble éprouver la marche de l'évolution stellaire aux environs du stade B (fig. 167) s'interprétait tout naturellement par la condensation trop grande de la matière, condensation ne lui permettant plus de se contracter assez pour récupérer ses pertes calorifiques et laissant définitivement le champ libre au refroidissement graduel, précurseur de l'extinction totale. — L'observation montre au contraire la possibilité de prévoir d'avance la grandeur absolue des étoiles *naines* au moyen des formules établies pour les seules *géantes*. On est forcé d'en conclure que les propriétés des gaz parfaits sont applicables à presque toutes les étoiles connues, indistinctement.

L'anomalie s'explique à la lumière des découvertes récentes sur l'ionisation. Aux températures ordinaires, les lois des gaz cessent d'être valables quand les molécules sont près de se toucher, c'est-à-dire quand la densité atteint par exemple l'ordre des unités. Mais aux températures stellaires les molécules, dissociées, n'existent plus ; les atomes, presque tous ionisés, sont privés par là même d'une grande partie

(1) En partant toujours des données d'observation relatives à Capella (Masse = 4,18 ⊙; Gr. abs. = — 0,36). — Sur la fig. 170, les ronds représentent des étoiles très bien connues, les croix des étoiles qui le sont un peu moins bien, les carrés des Céphéides et les triangles des variables à éclipses.

de leurs électrons périphériques : ils sont donc beaucoup plus petits et des densités moyennes de 1000, allant même au centre jusqu'à 100 000, viennent se substituer aux chiffres fort modestes qu'on jugeait autrefois ne pouvoir être surpassés par les gaz (1).

Le diagramme de M. Russell, fondé sur des statistiques minutieuses qui ne sauraient comporter de doutes sérieux, n'en réclame pas moins une interprétation : nous avons dit ailleurs (2) celle qui paraît actuellement se suggérer d'elle-même et qui repose sur l'identité fondamentale aujourd'hui reconnue de la masse et de l'énergie : l'arrêt constaté vers le stade B dans la progression des types spectraux (c'est-à-dire de la température effective) tiendrait, rappelons-le, à ce que l'opacité, fonction de la densité, finit par devenir trop grande pour que la chaleur interne puisse s'échapper facilement : la diminution de masse résultant du rayonnement, permet ensuite au refroidissement de l'emporter définitivement.

8. Autres applications de la théorie. — Les recherches que nous avons résumées permettent évidemment (Voir § 4 et § 7) de construire une double série de surfaces, savoir d'une part celles qui relient la masse d'une étoile à sa température effective (autrement dit, à sa classe spectrale) et à sa grandeur absolue et d'autre part celles qui rattachent la température centrale aux deux mêmes facteurs.

C'est ainsi que M. Russell (3) a obtenu la figure ci-jointe (fig. 171). On y remarque tout d'abord que, pour les étoiles de même masse, l'éclat absolu varie peu avec la classe spectrale, point que nous avions déjà signalé (4). Mais on peut aussi noter, sur le même graphique, les étoiles individuelles observées réellement : on constate alors que tous les astres qui font partie de la branche principale descendante de l'évolution stellaire, celle des « nains », possèdent des températures centrales voisines de 32 millions de degrés.

(1) Eddington, *loc. cit.*, p. 319.
(2) Page 526.
(3) *Nature*, t. CXVI, 1925, p. 209.
(4) Plus haut, p. 552.

Ce fait curieux doit avoir sa raison d'être. Il n'est pas douteux que les astres recèlent en eux-mêmes une source d'énergie encore inconnue qui pourvoit à leur rayonnement — peut-être par la destruction complète de leurs atomes et de leurs électrons, peut-être autrement. On en vient alors à se demander si cette source d'énergie, vraisemblablement d'autant plus puissante que la température et la pression sont

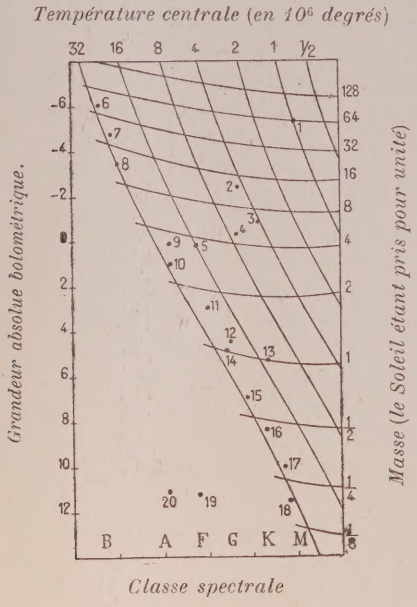


Fig. 171. — Diagramme de M. H. N. Russell (1925).

plus élevées (1), n'offre pas vers 30.000.000 de degrés un maximum d'activité condamnant à l'extinction graduelle les astres qui l'auraient dépassé...

Assurément, il ne peut y avoir dans tout cela que des conjectures ; mais seuls les corps célestes sont, par les con-

(1) Autrement un équilibre calorifique stable ne pourrait se réaliser (puisque au début la température et la pression centrales croissent avec l'éclat absolu).

ditions physiques qui y règnent, en situation de nous renseigner sur de pareils problèmes.

9. Les « nains blancs ». — A côté des astres dont nous nous sommes occupés jusqu'ici, il en est de fort énigmatiques sur lesquels les dernières années ont jeté quelque lumière : nous voulons parler des « nains blancs », dont le compagnon de Sirius est un des plus remarquables exemples.

Ces étoiles font exception à l'une des principales lois de M. Russell : excessivement faibles par elles-mêmes, elles sont pourtant de classe spectrale relativement peu avancée et leur couleur blanche dénote une température effective élevée. Certaines ont pu être étudiées en détail : on leur a trouvé des densités absolument fantastiques qui n'ont fait qu'accroître le mystère.

Ainsi le satellite de Sirius (1) est de 10 grandeurs plus faible que l'étoile principale. Sa masse, facile à déduire des perturbations qu'il exerce, est à peine inférieure à celle du Soleil (0,85 ⊙). Le spectre est par contre de classe Fo, ce qui donne pour la température effective environ 8000° et limite en même temps le rayon de l'étoile à quelque chose comme 19.600 kilomètres. La densité moyenne ressort donc à 53.000, par rapport à l'eau.

Un pareil chiffre — qu'expliquerait cependant une ionisation complète (voir § 7) — a semblé d'abord incroyable : il vient d'être confirmé par un ingénieux détour. La Théorie d'Einstein fait prévoir, pour les longueurs d'onde des raies solaires, une légère correction due à l'influence du champ gravitationnel de l'astre sur la période des radiations émises par ses atomes. Or, si pour le Soleil l'effet est insignifiant, pour un astre très dense il peut devenir considérable et un bon cliché spectral doit suffire à le mettre en évidence. — L'expérience a été tentée sur le satellite de Sirius par M. Walter S. Adams (2) à l'aide du Télescope de 100 pouces du Mont Wilson. Malgré la difficulté des mesures, elle a con-

(1) Eddington, *loc. cit.*, p. 322.

(2) *Proceedings of the National Academy of Sciences of Washington*, t. 11, 1925, p. 382.

firmé les prévisions : une déviation des raies s'est manifestée, dans le sens voulu et de l'ordre supposé. Il faut donc, selon toute apparence, admettre ces formidables densités qui, au centre, doivent avoisiner 1 tonne par centimètre cube !

Quel rôle jouent maintenant ces astres étranges dans l'histoire du développement des étoiles ? il serait téméraire de le préciser. Ce rôle doit cependant être important, car les « nains blancs » (quoique leur faiblesse rende leur étude malaisée) paraissent assez nombreux (1). Contentons-nous de dire que M. Russell (2) ne semble pas éloigné de croire que la courbe de l'évolution présente en réalité la figure, non d'un 7 renversé, mais d'un Z renversé : le stade M ne serait pas toujours le dernier : un réchauffement superficiel pourrait lui succéder à la faveur d'un renouveau du dégagement calorifique intrastellaire, dû lui-même au rapprochement excessif des atomes (3).

(1) Plus nombreux, semble-t-il, par unité de volume de l'espace intersidéral, que les étoiles des autres classes, à part les nains des types K et M.

(2) *Loc. cit.*, p. 211.

(3) Pour les perfectionnements récents de toutes ces théories, voir A. S. Eddington, *The Internal Constitution of the Stars* (Cambridge, University Press, 1926). Et aussi, du même auteur, *Stars and Atoms* (Oxford, Clarendon Press, 1927).

CHAPITRE V

ÉTOILES DOUBLES ET MULTIPLES

1. Historique et généralités (1). — La première étoile double qui ait été remarquée est probablement ζ Grande Ourse, que les Arabes semblent avoir signalée, sinon observée, avant les Occidentaux, sous les noms de Mizar et Alcor. Mais c'est Sir William Herschel qui, grâce à son zèle et aussi à ses puissants instruments, fit surtout progresser cette branche de l'Astronomie : c'est lui qui nous a révélé, parmi ces astres, des systèmes dont le monde solaire ne nous donne aucune idée. Les recherches de Herschel ont été continuées après lui par de nombreux astronomes parmi lesquels il nous suffira de citer W. Struve, Dawes, C. Flammarion, Burnham, Aitken, R. Jonckheere.....

On distingue deux grandes classes d'étoiles doubles : les *couples optiques*, formés d'astres n'ayant en réalité rien en commun, mais situés par hasard dans la même ligne de visée et les *couples physiques*, dont les composantes gravitent l'une autour de l'autre sur des orbites fermées. Le Calcul des Probabilités montre que les premières doivent être très rares (2). Parmi toutes les étoiles de 8e grandeur, il ne faut pas s'attendre à en voir une seule à moins de 2″ de dis-

(1) Pour tout ce chapitre, on consultera souvent avec fruit les ouvrages suivants : Ch. André, *Traité d'Astronomie stellaire*, t. II, 1900 (Paris, Gauthier-Villars) ; R.-G. Aitken, *The Binary Stars*, 1918, New-York (Publications of the University of California).

(2) Le nombre probable des couples séparés par une distance angulaire r est égal au nombre des combinaisons 2 à 2 des n étoiles du Ciel, multiplié par la probabilité pour qu'une étoile soit à la distance r d'une autre déterminée. On trouve $\frac{n(n-1)}{2}\frac{\pi r^2}{4\pi}$ (J. Michell, *Philosophical Transactions*, t. 57, 1767, p. 249).

tance de sa voisine : c'est à peine s'il peut y en avoir 5 à moins de 16″. Les couples physiques sont d'ailleurs de beaucoup les plus intéressants. On les reconnaît par une observation patiente — de quelques dizaines d'années en général — qui permet le plus souvent d'établir la nature de la trajectoire ; à défaut d'orbite relative suffisamment incurvée, la constatation pour les deux composantes de mouvements propres parallèles et égaux est un indice presque certain de lien physique.

2. Observations d'étoiles doubles. — Etude des orbites. — On mesure la position relative de l'une des étoiles, de la plus petite si l'on veut, par rapport à l'autre. Le détail des

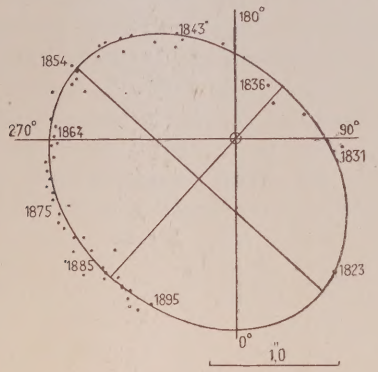


Fig. 172. — Orbite du Couple Σ 3062 du Catalogue de W. Struve.

procédés mis en œuvre sortirait de notre cadre : disons seulement qu'on emploie le plus souvent le micromètre ordinaire à fils et à vis calibrée, muni d'un cercle de position. On met d'abord le fil mobile dans la direction AB des deux étoiles et on lit, par rapport à la direction apparente du mouvement diurne, l'angle indiqué par le cercle. On tourne alors le micromètre de 90° et on mesure, à la manière habituelle, la distance AB des deux étoiles, en secondes d'arc. On a ainsi les coordonnées polaires de B, rapportées à A.

On a essayé dernièrement l'emploi de la photographie (1). Avec une lunette de 10 mètres de foyer, il a été ainsi possible d'étudier des couples de 2″ de séparation : il semble pour le présent difficile de faire beaucoup mieux. De puissants instruments, à long foyer, seraient nécessaires, mais l'extension de cette méthode constituerait sans aucun doute un réel progrès.

Quand la durée des observations est suffisamment longue, les orbites apparentes sont des ellipses (fig. 172). L'astre principal n'apparaît d'ordinaire ni au foyer ni même sur le grand axe de la trajectoire du compagnon. Cela tient à ce que nous ne voyons que la projection sur la sphère céleste de la véritable orbite. Or la projection d'une ellipse sur un plan est bien une ellipse, seulement le foyer n'en est pas la projection de celui de l'ellipse réelle. Mais, si l'on admet que les lois de Képler sont applicables aux étoiles doubles, on peut reconstituer celle-ci dans l'espace et en calculer tous les éléments : il suffit pour cela de trouver une conique dont la projection sur un plan donné est connue et qui a pour foyer un point de ce plan. C'est là un problème de pure géométrie (2), traité au surplus dans les ouvrages d'Astronomie de position. Nous n'y insisterons pas.

3. Universalité de la loi de Newton. — On dit parfois qu'en étendant ainsi les lois de Képler aux étoiles doubles, on fait une « hypothèse » : la légitimité de cette extension peut cependant être regardée comme démontrée. J. Bertrand (3) a établi en effet que, si un mobile décrit autour d'un centre fixe une courbe *fermée* sous l'action d'une force ne dépendant que de la seule distance r (4), la loi de la force est nécessairement en $1 : r^2$. La seule alternative possible serait celle d'une force proportionnelle à la distance, qui, à

(1) C. P. Olivier, *Popular Astronomy*, t. XXVII, 1919, p. 664; E. Hertzsprung, *Astronomische Nachrichten*, t. 208, 1919, nº 4976, p. 115.

(2) Ch. André, ouvrage cité, t. II, p. 17.

(3) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. 77, 1873, p. 849.

(4) Et non pas de la direction. Une loi d'attraction qui dépendrait de la direction serait d'une invraisemblance telle qu'on ne saurait guère en admettre l'idée.

l'infini, croîtrait au delà de toute limite et par suite ne saurait s'appliquer aux astres.

Seulement, si l'on est sûr que dans les systèmes d'étoiles la loi d'attraction est bien celle de Newton et partant que les lois de Képler sont valables, on n'est pas aussi certain que la constante f de la gravitation y soit la même que la nôtre. On l'admet cependant et rien ne permet d'en douter.

La quasi-certitude de cette hypothèse — car cette fois c'en est une — offre un intérêt considérable, attendu que c'est seulement par les étoiles doubles, quand leurs parallaxes sont connues, que nous pouvons avoir une idée des masses stellaires, grâce à la 3e loi de Képler. Celle-ci s'écrit en effet, a étant le demi-grand axe, T la période de révolution, m et m' les masses des deux étoiles :

$$4\pi^2 \frac{a^3}{T^2} = f\,(m + m').$$

Comme a n'est autre (1) que le quotient de la distance angulaire apparente des deux étoiles par leur parallaxe, $(m + m')$ peut être évalué, *pourvu que f soit la même* que dans le Système Solaire.

Malheureusement la parallaxe intervient ici par son cube : une erreur de **10 0/0** sur cette donnée en amène une de **30 0/0** sur $m + m'$. Or les parallaxes bien connues sont encore rares, bien que la méthode d'Adams (2) en augmente rapidement le nombre. Pour l'instant, il n'y a guère que **14** couples visuels de masses bien déterminées : celles-ci sont comprises entre $m + m' = 0{,}6$ et $m + m' = 3{,}3\odot$. La moyenne est **1,76** fois la masse solaire (pour l'ensemble des deux astres). Nous aurons d'ailleurs à revenir sur cette question (§ 7).

4. Etoiles multiples et obscures. — Souvent on découvre que l'étoile principale (et parfois aussi l'autre) est elle-même double. Par exemple ζ Cancri (fig. **173**) apparaît comme triple et les irrégularités de l'étoile la plus lointaine ont fait

(1) En unités astronomiques.
(2) Voir page 513.

en outre soupçonner une 4e étoile entièrement invisible. Les étoiles triples, quoique bien moins nombreuses que les doubles ne sont ainsi pas rares ; on connaît plusieurs étoiles quadruples observables visuellement et il y a même une étoile sextuple, θ Orionis.

Les cas d'astres obscurs (ou presque) et cependant pourvus de masses appréciables par les perturbations qu'elles provoquent, ont été très remarqués : leur nombre s'accroît tous les jours, avec les progrès des observations. Le plus notoire et le plus anciennement connu est peut-être celui de Sirius dont le très faible compagnon avait été soupçonné, avant d'être découvert à la lunette, en raison du trouble qu'il occasionnait dans la position de Sirius : ce compagnon dont la masse est 0,29 de celle de l'étoile principale est pourtant 11.000 fois moins lumineux (1).

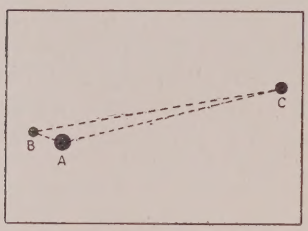


Fig. 173.
Système triple ζ Cancri.

Les étoiles variables à éclipses, systèmes binaires dont nous nous occuperons bientôt, ont montré qu'il n'y a là rien d'exceptionnel. Mais l'existence dans l'Univers de masses stellaires obscures, masses que l'étude des étoiles doubles a révélées, n'en est pas moins d'une portée considérable.

5. Etoiles doubles spectroscopiques. — C'est E.-C. Pickering (2) qui signala le premier en 1889 que, dans le spectre de Mizar (ζ_1 Ursæ majoris), toutes les raies se dédoublaient périodiquement, à intervalles de 20 jours 1/2. — L'explication du phénomène, confirmée par la suite, est qu'il s'agit de deux astres en révolution autour de leur centre de gravité et dont le plan orbital est incliné sur le rayon visuel. On se rend compte en effet facilement que, dans ces condi-

(1) Voir page 560
(2) *American Journal of Science*, 3e série, t. XXXIX, 1889, p. 46

tions, la vitesse de chacune des deux étoiles a une composante radiale v_r (fig. 174) qui change de sens à chaque demi-période. Ainsi, l'observateur étant dans la direction Oz et l'étoile M circulant autour du centre de gravité O du couple dans le sens indiqué, la vitesse radiale est maximum aux points Ω et Ω′, avec rapprochement en Ω et éloignement en Ω′. D'après le principe de Doppler, les raies du spectre sont donc déplacées vers le violet dans une moitié de l'orbite et vers le rouge dans l'autre. Aux points où la vitesse est perpendiculaire à Oz, la composante radiale est nulle et les raies sont à leur place normale, correspondant à la vitesse de tout le système par rapport à l'observateur.

L'explication qui précède s'applique à ζ_1 Ursæ majoris. Mais il peut arriver que l'une des étoiles du couple ait, comme le compagnon de Sirius, une masse suffisante pour influer sur le mouvement de sa voisine, sans posséder pour cela un éclat notable. Ce cas s'est présenté pour la première fois en 1889 quand H. C. Vogel (1) reconnut qu'Algol ou β Persei, l'étoile variable bien connue, est en même temps double spectroscopique. On n'observe alors plus, comme tout à l'heure, deux spectres superposés, mais celui du seul compagnon brillant dont les raies, toujours simples, oscillent dès lors alternativement autour de leur position moyenne.

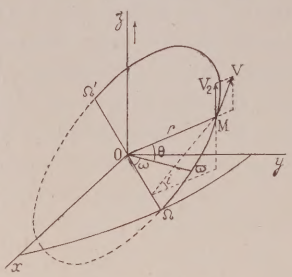


Fig. 174.

Les étoiles doubles spectroscopiques ont permis de préciser un trait capital de la Théorie de la Lumière. G. C. Comstock, puis M. W. de Sitter (2) ont remarqué que, si la vitesse de la lumière dépendait de celle de la source (comme ce serait le cas dans l'hypothèse de l'émission, par exemple), l'énormité

(1) *Astronomische Nachrichten*, t. 123, 1890, n° 2947, p. 289 et t. 125, 1890, n° 2995, p. 305.
(2) *Physikalische Zeitschrift*, t. XIV, 1913, p. 429.

de la distance pourrait nous permettre d'observer *au même instant* l'étoile à des positions différentes de son orbite — ce qui, bien entendu, n'a pas lieu. Les ondes lumineuses paraissent donc bien se propager comme au sein d'un liquide immobile, point de la plus grande importance pour les théories relativistes modernes.

Revenons aux étoiles doubles. La valeur inestimable du spectroscope vient, dans leur étude, de ce qu'il s'applique à des couples dont les composantes sont en général trop rapprochées pour nous apparaître séparées dans les lunettes les plus puissantes (1). L'immense éloignement des étoiles fait d'autre part que les étoiles des couples visuels sont souvent en réalité très loin l'une de l'autre, par comparaison avec la distance du Soleil à la Terre : leurs périodes sont par suite très longues et leurs vitesses linéaires trop faibles pour être perceptibles au spectroscope. Les deux méthodes, l'observation visuelle simple et l'étude spectroscopique, se complètent ainsi mutuellement, chacune d'elles nous permettant d'atteindre des astres inaccessibles à l'autre.

Il y a cependant des exemples — à la vérité très rares — d'étoiles doubles visuelles observables en même temps comme couples spectroscopiques : on cite notamment ε Hydræ et α Centauri. Ces cas sont intéressants en ce qu'ils établissent la légitimité de l'interprétation, peu douteuse à vrai dire, des étoiles doubles spectroscopiques. De plus, l'orbite de ces systèmes étant connue entièrement par l'observation visuelle, la seule mesure de leur vitesse radiale permet d'avoir très exactement leur parallaxe (2).

6. Orbites des étoiles doubles spectroscopiques. — Revenons au cas habituel où l'étoile apparaît simple à la lunette.

(1) La méthode interférentielle de Michelson (voir page 111) permet cependant de mesurer l'écartement des couples spectroscopiques dans les cas les plus favorables : elle a confirmé les résultats des calculs orbitaux.

(2) Aitken, ouvrage cité, p. 210 (pour ε Hydræ); P. Guthnick, Physik der Fixsterne, dans *Astronomie*, publiée par J. Hartmann (Leipzig, B. G. Teubner, 1921), p. 423 (pour α Centauri et quelques autres exemples).

La courbe des valeurs de la vitesse radiale en fonction du temps (fig. 175) permet alors d'obtenir tous les éléments de l'orbite sauf un, l'inclinaison.

Reprenons la figure de tout à l'heure, où l'observateur est à l'infini dans la direction Oz et où le plan tangent à la sphère céleste, passant par le centre de gravité O du couple est le plan des xy (fig. 174). Soit M la position de la composante étudiée du couple à un instant donné t, z la distance de M au plan xOy et r le rayon vecteur OM. Appelons a le demi-grand axe, n le moyen mouvement, Ω la longitude du nœud comptée dans le plan des xy, ω la distance du nœud au périastre ϖ, t_0 l'époque du passage de l'étoile en ce dernier point, enfin e et i, respectivement, l'excentricité et l'inclinai-

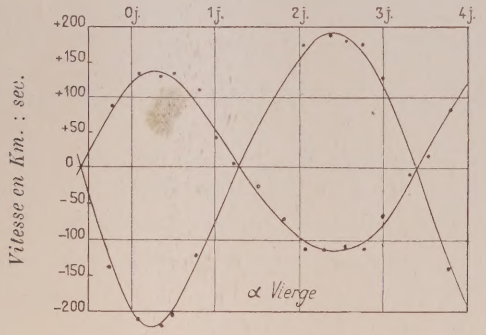


Fig. 175. — Vitesse radiale des deux composantes du couple α Virginis.

son sur le plan xOy. On a évidemment, θ étant l'anomalie vraie :

$$z = r \sin(\theta + \omega) \sin i$$

d'où (1) $$\frac{dz}{dt} = \sin i \sin(\theta + \omega) \frac{dr}{dt} + r \sin i \cos(\theta + \omega) \frac{d\theta}{dt}$$

Mais (2) $$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta}$$

équation qui, différentiée, donne :

$$(3) \quad \frac{1}{r^2} \frac{dr}{dt} = \frac{e \sin \theta}{a(1 - e^2)} \frac{d\theta}{dt}.$$

D'autre part :

$$(4) \qquad r^2 \frac{d\theta}{dt} = a^2 n \sqrt{1 - e^2} \qquad \text{(loi des aires)}.$$

Des équations (3) et (4) on tire $\frac{dr}{dt}$ et $\frac{d\theta}{dt}$ et, en portant ces quantités dans (1), il vient :

$$(5) \qquad \frac{dz}{dt} = \frac{an \sin i}{\sqrt{1 - e^2}} [e \cos \omega + \cos (\theta + \omega)],$$

équation qui donne la vitesse radiale $\frac{dz}{dt}$ en fonction des éléments a, i, e, n, ω et de θ.

Mais par ailleurs :

$$(6) \qquad \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}} \operatorname{tg} \frac{u}{2},$$

équation bien connue de la théorie du mouvement képlérien et où u, anomalie excentrique, est donnée par l'équation de Képler

$$(7) \qquad u - e \sin u = n (t - t_0).$$

L'anomalie vraie θ est donc déterminée en fonction de n, e, t et t_0.

Le problème comporte en réalité 5 inconnues (car la position du nœud Ω est évidemment indéterminée) ; ce sont : $a \sin i$, e, n, ω et t_0. Il suffit donc en principe d'avoir cinq valeurs de la vitesse radiale $\frac{dz}{dt}$ ou cinq points de la courbe des vitesses radiales (toujours plus ou moins analogue à celle de la figure 175) pour pouvoir calculer l'orbite — à cela près, bien entendu, que a et i ne peuvent être connus que par le produit $a \sin i$. — Dans la pratique, le calcul, qui se fait le plus souvent en partie graphiquement, comporte diverses approximations dont le détail nous entraînerait trop loin : nous nous bornerons à dire que la méthode la plus employée jusque dans ces derniers temps était celle de Lehmann-Filhès (1). Récemment cependant, plusieurs savants américains, et principalement M. H. N. Russell (2), ont beaucoup perfectionné et abrégé ces calculs.

(1) *Astronomische Nachrichten*, vol. 136, 1894, n° 3242, p. 17.

(2) *Astrophysical Journal*, vol. XV, 1902, p. 252 et vol. XL, 1914, p. 282. La dernière référence se rapporte à une méthode graphique particulièrement simple et rapide.

7. Masses des étoiles doubles visuelles. — Les masses des étoiles doubles visuelles peuvent se déterminer quand leur parallaxe est connue, ainsi qu'on l'a vu au § 3. Voici les résultats les plus dignes de foi concernant les 14 couples (1) pour lesquels la masse a été évaluée avec le plus de précision (La masse solaire est prise pour unité).

Etoile	Grandeur	Spectre	Période	Distance	Parallaxe	a	$(m + m_1)$
			ans	″	″		
Sirius	— 1,6 9,0	AF_0	49,32	7,55	0,376	19,9	3,3 ⊙
o_2 Eridani . . .	9,4 10,8	A_0	180,03	4,79	0,174	27,5	0,6
δ Equulei . . .	5,3 5,4	F_5	5,70	0,27	0,067	4,0	2,0
Procyon	0,5 13,5	F_5	39,0	4,05	0,31	12,7	1,5
ε Hydræ . . .	3,7 5,2	F_8	15,3	0,23	0,025	9,2	3,3
η Cassiopeiæ . .	3,6 7,9	F_8	508 (?)	12,21	0,201	61,0	0,9
85 Pegasi . . .	5,8 11,0	G	26,3	0,81	0,067	12,1	2,6
ζ Herculis	3,0 6,5	G	34,46	1,35	0,107	12,6	1,7
η Coronæ Borealis	5,6 6,1	G	41,56	0,89	0,06	14,8	1,9
ξ Ursæ majoris .	4,4 4,9	G_0	59,81	2,51	0,179	14,0	0,8
α Centauri . . .	0,3 1,7	GK_5	78,83	17,65	0,759	23,2	2,0
70 Ophiuchi . .	4,1 6,1	K	87,86	4,56	0,168	27,0	2,6
60 Krüger . . .	9,3 10,8	M_b	54,9	2,86	0,258	11,1	0,45
μ_1 Herculis. . .	10,0 10,5	M_b	43,23	1,30	0,106	12,3	1,0

La masse moyenne d'un couple est 1,76 fois celle du Soleil. M. Eddington (2) a trouvé, pour les 7 systèmes les mieux étudiés, 1,66 et M. Innes (3) pour 8 couples, 1,92. On peut donc admettre, pour la moyenne d'*une* étoile, 0,88 de la masse solaire. En somme les masses des étoiles diffèrent en général peu de la masse du Soleil : c'est là un fait dont l'importance n'a pas besoin d'être soulignée.

La liste ci-dessus suggère une autre constatation. La 7e colonne représente, en unités astronomiques, les distances des composantes. On y voit qu'à une exception près (η_1 Cassiopeiæ) les couples envisagés sont plus petits comme

(1) Aitken, ouvrage cité, p. 209. Nous avons ajouté la 7e colonne du tableau ci-dessus.

(2) Eddington, *Stellar Movements,* 1914 (Londres, Macmillan), p. 22.

(3) R. T. A. Innes, *South African Journal of Science,* juin 1916.

dimensions que le Système Solaire : Neptune est en effet à 30,1 unités astronomiques du Soleil.

En ce qui concerne la variation de la masse avec le type spectral, la statistique précédente repose sur trop peu d'étoiles pour être bien significative. La mesure spectroscopique des parallaxes a permis de la compléter sur ce point et M. F. Seares (1) a obtenu au Mont Wilson les nombres suivants, la masse solaire étant prise pour unité :

Type spectral	B_0	B_5	A_0	A_5	F_0	F_5
Grandeur absolue moyenne	—1,6	—0,2	+0,7	+1,5	+2,4	+3,3
Masse moyenne	18	14	10	7	4,4	2,7

Type spectral	G_0	G_5	K_0	K_5	M
Grandeur absolue moyenne	+4,3	+5,2	+5,9	+7,1	+9.8
Masse moyenne	1,7	1,3	1,2	1,1	1,0

Les étoiles de classe B sont donc les plus massives et les masses, ainsi que les éclats absolus, décroissent d'une manière continue à mesure que les étoiles considérées sont plus rouges. Il est bon d'ajouter que les couples visuels envisagés ici sont en général proches de nous — dans le cas contraire la lunette ne permettrait pas de les séparer — ; ils sont donc en général formés de nains, à partir de la classe F_0, tout au moins, où la distinction entre nains et géants commence à se faire sentir. Cette décroissance moyenne de la masse avec le type joue, nous l'avons vu, un rôle dans la théorie évolutive de M. Russell.

8. Masses des étoiles doubles spectroscopiques. — On peut appliquer aux couples spectroscopiques, en vue de déterminer leurs masses, la méthode qui donne celles des couples visuels. Seulement, la présence inévitable du facteur sin i, affectant le demi-grand axe a, crée ici une difficulté. Appelons m et m_1 les masses respectives de l'étoile principale et du compagnon. On a, pour le mouvement relatif, a et a_1 étant

(1) Rapport annuel du Directeur de l'Observatoire du Mont Wilson, *Carnegie Institution of Washington Year Book*, n° 20, 1921, p. 277.

les demi-grands axes des orbites relatives au centre de gravité :

$$f(m + m_1) = 4\pi^2 \frac{(a + a_1)^3}{T^2}$$

ou

$$f(m + m_1) \sin^3 i = 4\pi^2 \frac{(a + a_1)^3}{T^2} \sin^3 i.$$

Mais $\frac{m}{m_1} = \frac{a_1}{a}$. On tire de là, par élimination de a_1 :

$$\frac{{m_1}^3}{(m + m_1)^2} \sin^3 i = \frac{4\pi^2}{fT^2} (a \sin i)^3.$$

La seule quantité fournie par l'observation, lorsqu'on ne connaît qu'un seul spectre (celui correspondant à a par exemple) est $\frac{{m_1}^3}{(m + m_1)^2} \sin^3 i$. Quand on connaît les spectres des deux étoiles, la comparaison de leurs vitesses radiales respectives donne le rapport $\frac{m}{m_1}$: on peut donc calculer $m \sin^3 i$ et $m_1 \sin^3 i$. Mais, dans chaque cas particulier, c'est tout ce qu'on peut avoir et, comme sin i est inconnu, on n'obtient ainsi (en remplaçant sin i par 1) qu'une limite inférieure des deux masses.

Pourtant, lorsqu'on envisage non plus un couple, mais un ensemble de couples suffisamment nombreux, appartenant à certaine catégorie déterminée (par exemple, les étoiles à Hélium ou celles de telle région du Ciel...), on est sûr de ne pas commettre d'erreur grave sur les masses *moyennes* en remplaçant $\sin^3 i$ par sa valeur moyenne (1) qui est :

$$\frac{1}{2\pi} \int\int \sin^3 i \, d\sigma = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi \sin^4 i \, di = \frac{3}{16} \pi.$$

Dans l'application, il est préférable de remplacer le fac-

(1) Celle-ci se calcule en considérant toutes les directions de la normale à l'orbite comme également probables. En appelant $d\sigma$ un élément de la sphère de rayon unité, élément dont la normale fait avec le rayon visuel un angle i, la probabilité d'une orbite dont la normale perce la sphère à l'intérieur de $d\sigma$ est $\frac{d\sigma}{2\pi}$, 2π étant la surface de l'hémisphère entier. La valeur moyenne de $\sin^3 i$ est donc bien l'intégrale indiquée, étendue à tout l'hémisphère.

teur $\frac{3}{16}\pi$ ou 0,59 par un nombre un peu plus grand, pour tenir compte de ce que les couples à orbites très inclinées sont les plus faciles à découvrir au spectroscope. On regarde alors les chances de découverte comme proportionnelles à $\sin i$ (1) (ce qui ne doit pas être loin de la vérité) ; on trouve ainsi, comme valeur moyenne de $\sin^3 i$, 0,68. On adopte le plus souvent $\frac{2}{3}$.

C'est de cette façon, et avec ces restrictions, que l'on a pu calculer les masses moyennes des systèmes des différents types spectraux et aussi le rapport des masses des deux composantes pour 24 couples dont les 2 spectres étaient connus. Voici cette statistique (2) :

Type spectral	Nombre d'étoiles	m	m_1	$m : m_1$
—	—	—	—	—
B — B_8	9	12,3	8,4	0,69
B_9 — A_3	12	3,0	2,4	0,80
F_5 — G	3	1,9	1,7	0,89

On retrouve ici le phénomène que nous avaient révélé les étoiles doubles visuelles : les masses des étoiles à Hélium sont les plus grandes et, à mesure que le type avance (c'est-à-dire que l'étoile devient plus rouge), sa masse décroît. Enfin le rapport des masses des deux composantes tend en même temps vers l'égalité.

9. Densités des étoiles doubles. — Quand on connaît les spectres des deux composantes, on peut avoir une idée de leurs températures à toutes deux et par suite de leurs éclats par unité de surface. On en déduit les diamètres vrais (3) et, partant, si les masses sont connues, les densités.

Le plus souvent on obtient ainsi, pour les étoiles doubles, des densités plausibles et comprises entre la densité du Soleil (1,4 par rapport à l'eau) et la millième partie de ce chiffre. Il est assez curieux que l'on trouve si peu d'étoiles

(1) Avec M. F. Schlesinger.
(2) Aitken, ouvrage cité, p. 206.
(3) Voir page 521.

plus denses que le Soleil ; mais c'est surtout l'autre limite et la faiblesse extrême de certaines évaluations, qui soulevaient autrefois beaucoup d'étonnement : on se demandait si la constante de la gravitation était bien la même pour ces étoiles-là que pour nous. Aujourd'hui les travaux de Russell, et davantage encore les mesures des diamètres stellaires qui les ont confirmés, ont dissipé tous ces doutes.

Pourtant certains chiffres formidables — exagérés en sens inverse — ont été signalés. Ainsi Sirius (1) a, nous l'avons vu, un compagnon de grandeur absolue 11,3 et de masse 0,85 ⊙ qui, à en juger par son spectre, est de classe F_0. Sa température effective de 8000° ferait de lui un astre plus petit qu'Uranus, de densité 53 000 par rapport à l'eau et la Théorie d'Einstein semble avoir corroboré ces chiffres.

Procyon a, lui aussi, un satellite qui a donné lieu à des recherches analogues. Son spectre étant peut-être de classe M, l'énigme est moins troublante.

Laissant de côté ces cas exceptionnels, la relation dont nous avons parlé au § 7 entre les masses et les types spectraux doit se retrouver à propos des densités. En choisissant 67 étoiles, de parallaxes et d'orbites suffisamment connues, M. E. Bernewitz (2) a dressé le tableau suivant :

Grandeur absolue moyenne	Spectre	Nombre d'étoiles	Densité (⊙ = 1)
—	—	—	—
0,8	de A_0 à F_3	4	0,08
1,5	A_0 à F_2	6	0,20
2,6	A_0 à G_0	11	0,24
3,5	A_2 à K_2	8	0,26
4,6	F_1 à G_5	11	0,45
5,6	F_7 à K_0	12	0,43
6,2	F_5 à K_5	9	0,47
8,1	F_3 à K_5	4	0,52
10,7	M	2	2,8 (?)

(1) Voir plus haut, p. 560. — Et P. Guthnick, *Physik der Fixsterne*, déjà cité, p. 422.

(2) P. Guthnick, *loc. cit.*, p. 423.

Ces chiffres correspondent à des étoiles doubles visuelles et, pour cette raison, à partir de la classe F, à des étoiles naines. Les deux étoiles de type M qui y figurent et possèdent des densités relativement très fortes sont 60 Krüger et μ_1 Herculis : elles sont rouges et, pour les astres de cette catégorie, la loi reliant la classe spectrale à la température ou, ce qui revient au même, à l'éclat surfacique est assez incertaine ; les diamètres supposés et par suite les densités qui en résultent peuvent se trouver assez erronés (1). Quant aux autres, leur progression est remarquable : à mesure que les astres vieillissent, leur densité va en croissant.

10. Relation entre les périodes et les excentricités. — Plusieurs astronomes, en particulier T. J. J. See, ont attiré l'attention sur les fortes excentricités des étoiles doubles visuelles, excentricités qui sont beaucoup plus grandes que celles des couples spectroscopiques. Les recherches de M. Aitken ont définitivement montré qu'il s'agit là d'un fait très général, susceptible d'être mis en évidence par une classification détaillée des étoiles doubles connues, visuelles et spectroscopiques. C'est ainsi qu'a été formé le tableau suivant (2) ;

Nature des couples	Nombre de couples	Période moyenne	Excentricité moyenne
Couples spectroscopiques	46	2,75 jours	0,047
	19	7,80 »	0,147
	25	23,00 »	0,324
	29	555 »	0,350
Couples visuels	30	31,3 ans	0,423
	20	74,4 »	0,514
	18	170 »	0,539

(1) M. Eddington (voir plus haut, en note) trouve notamment, pour 60 Krüger, une densité beaucoup plus forte.

(2) Aitken, ouvrage cité, p. 197. — Voir aussi, pour une statistique plus complète : J. H. Moore et R. G. Aitken, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXVI, 1924, p. 326. Cette statistique est basée sur les orbites de 103 couples visuels calculées en 1924 et sur 226 couples spectroscopiques tirées du *Third Catalogue of Spectroscopic Binary Stars* de M. Campbell (*Lick Observatory Bulletin*, t XI, 1924, n° 355, p. 141).

On voit que la période est d'autant plus longue que l'excentricité est plus forte. La croissance est assez régulière et il n'est pas douteux qu'elle ait une signification profonde au point de vue de l'origine des étoiles doubles.

11. Relation entre les périodes et les types spectraux. — M. Campbell (1) s'est demandé s'il existait un lien entre les périodes des étoiles doubles et leurs types spectraux. Il semble bien y en avoir un : quand on range les spectres dans l'ordre normal, B, A, F, G, K, M, on trouve que plus le type spectral est avancé (c'est-à-dire proche de M) plus la période est longue.

Le phénomène est moins accusé que celui du paragraphe précédent : il ne paraît pourtant pas contestable. Ce sont surtout les couples spectroscopiques qui le manifestent. Pour les couples visuels, on ne saurait être aussi affirmatif. D'ailleurs il existe peu d'étoiles doubles visuelles de classe B, ce qui tient sans doute à l'éloignement de l'immense majorité des étoiles de cette classe, éloignement qui ne permettrait pas, en général, de les reconnaître doubles visuellement, même si elles l'étaient. Une seconde source d'erreur, connexe de celle-là, est que seules les étoiles à périodes relativement longues peuvent nous apparaître doubles : les masses des étoiles diffèrent en effet peu les unes des autres et, partant, les grandes moyennes distances, nécessaires pour que la séparation des composantes soit notable, vont de pair avec les grandes périodes. Il n'y a donc pas lieu d'attacher beaucoup d'importance au peu de netteté du phénomène révélé par les couples visuels.

Dans le même ordre d'idées, M. F.-C. Jordan (2) a noté un trait curieux de ces statistiques. En renonçant aux moyennes globales par classe spectrale, mais en étudiant les étoiles des différentes classes, il a reconnu que, dans chacune, les longues périodes et les fortes excentricités allaient encore ensemble, absolument comme quand on envisage la totalité des étoiles doubles, sans avoir égard à leurs spectres.

(1) *Lick Observatory Bulletin*, t. VI, 1910, n° 181, p. 17.
(2) *Publications of Allegheny Observatory*, t. III, 1916, *passim*.

Tout cela vient, on le voit, préciser un groupe de faits très remarquables.

12. Répartition des étoiles doubles par classe spectrale. — M. Aitken (1) a étudié, dans le Ciel Nord, 5.400 couples visuels plus brillants que la 9e grandeur et il a recherché leurs spectres dans le Nouveau « Draper Catalogue » de Harvard College, qui contient 200.000 étoiles. Il est ainsi parvenu au tableau suivant, portant sur 3.919 étoiles doubles visuelles, plus brillantes en général que la grandeur 8,5 et 605 couples spectroscopiques :

	B	A	F	G	K	M	Total
Couples visuels. . .	157	1.251	532	1.093	837	49	3.919
Couples visuels $> 6^m50$	59	142	65	83	93	18	460
Couples spectrosc. . .	198	161	61	71	95	19	605

De cette table il résulte que les couples spectroscopiques, toujours plus brillants que la grandeur 6,5 (2) (autrement le spectroscope ne les atteindrait pas), sont plus nombreux dans la classe B que dans les autres (ce que, vu leurs courtes périodes, la statistique du paragraphe 11 laissait déjà prévoir). Par contre, les couples visuels sont en excès dans la classe G et relativement peu nombreux dans les classes K et M.

Le premier fait — qui est très net — a sans doute plus d'intérêt que les autres : les étoiles de classe G sont en général plus proches de nous (3) et ont plus de chances de se révéler à nos yeux comme doubles visuelles. — En somme, ce sont les étoiles dont la masse est la plus grande — celles de classe B — qui semblent avoir le plus de chances d'être doubles spectroscopiques (4).

Une autre question, qui se rattache à la précédente, concerne les classes spectrales ou les couleurs des deux composantes d'un même couple. En général, quand les éclats des deux astres sont analogues, leurs couleurs et leurs spectres

(1) *Loc. cit.*, p. 266.
(2) 90 0/0 de ces étoiles sont même plus brillantes que la grandeur 5,5.
(3) Voir page 679.
(4) Et peut-être bien aussi doubles tout court. Mais c'est là un problème assez différent.

le sont aussi. Par contre, quand les étoiles ne sont pas de même éclat, la plus faible paraît souvent plus bleue. M. Louis Bell (1) a montré que l'apparence constatée était parfois une illusion d'optique d'ordre physiologique (2). Mais M. F. C. Leonard (3) a pu prouver, par l'étude des spectres, que, dans bien des couples, l'étoile faible est réellement plus bleue que sa compagne. Dans la majorité des cas cependant, elle est plus rouge et de type spectral plus avancé.

13. Nombre des étoiles doubles. — Un point sur lequel les recherches des dernières années ont jeté une vive lumière, c'est le grand nombre des étoiles doubles. On croyait autrefois — du temps d'Herschel par exemple — qu'un système binaire était dans le Ciel un objet exceptionnel : il n'en est rien. Plus les moyens instrumentaux se développent et plus on découvre d'étoiles qui, jugées simples jadis, sont en réalité doubles. M. R. G. Aitken, le spécialiste actuellement le plus réputé de ce genre d'études, résume ainsi son opinion (4) : Il existe à peu près 5.400 couples visuels, supérieurs à la 9e grandeur, dans l'hémisphère nord du Ciel et visibles dans la Grande Lunette de Lick (36 pouces). Cela fait une étoile sur 18. Pour les couples spectroscopiques plus brillants que la grandeur 5,5, la proportion est de une étoile sur 3 ou 4.

M. J. H. Jeans va plus loin (5). Il note que, pour qu'on puisse décider si une étoile est double, il faut qu'elle soit ou voisine de nous ou brillante : la lunette ne sépare pas les étoiles lointaines et le spectroscope ne permet d'étudier que les belles étoiles. Or, sur 12 étoiles d'éclat supérieur à la première grandeur, 7 sont doubles (Sirius, Capella, α Centauri, Rigel, Procyon, Altaïr et Bételgeuse). Toutes les fois qu'on a étudié avec soin un groupe déterminé d'étoiles, on en a trouvé beaucoup de binaires : sur 15 étoiles de la Grande

(1) Aitken, ouvrage cité, p. 264.
(2) Voir page 64.
(3) *Lick Observatory Bulletin*, t. X, 1923, n° 343, p. 169.
(4) *Loc. cit.*, p. 274.
(5) *Scientia*, vol. XXXI, 1922, p. 12.

Ourse, 9 sont doubles ; dans le Taureau, la moitié le sont. Nous avons donc, selon M. Jeans, toutes les raisons possibles de penser que, *sur deux étoiles, il y en a une de double*.

Les étoiles multiples soulèvent naturellement une question analogue. M. Aitken estime à 4 ou 5 0/0 le nombre des couples visuels qui sont en réalité triples ou quadruples. Le catalogue de M. R. Jonckheere (1), qui comprend 3.950 étoiles, donne un chiffre plus élevé (9,7 0/0), dont l'ordre de grandeur ne diffère cependant pas du précédent.

14. Problème de l'origine des étoiles doubles. — Ainsi donc, nous sommes ici en face d'un phénomène très général qui vaut la peine que l'on se préoccupe de son origine. On s'est en effet souvent demandé comment ont pris naissance les étoiles doubles et, inversement, pourquoi toutes ne le sont pas. Trois principales explications sont en présence (2) :

1° Il y a eu *division* d'une étoile unique qui, en tournant sur elle-même de plus en plus vite, a fini par se séparer en deux.

2° Les deux étoiles n'ont jamais été réunies : elles sont issues de *noyaux indépendants* de la matière chaotique originelle qui, au lieu de se concentrer en un seul point, s'est agglomérée autour de deux centres.

3° Les deux étoiles, jadis séparées, ont passé un jour par hasard assez près l'une de l'autre pour qu'il y ait eu *capture* réciproque et définitive.

La seconde hypothèse ne fait que déplacer la question. Si aucun fait précis ne la contredit formellement, aucun ne paraît non plus l'étayer et elle n'a guère pour elle que son accord apparent avec la Cosmogonie de Laplace, assez battue en brèche aujourd'hui. Restent les deux autres hypothèses, qui toutes deux comptent des partisans éminents.

15. Hypothèse de la Division. — C'est peut-être la plus accréditée : elle repose sur les beaux travaux mathématiques de Poincaré et de Sir G. H. Darwin (3).

(1) *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, t. LXI, 1917.
(2) J. H. Jeans, *Scientia*, *loc. cit.*
(3) J. H. Jeans, *Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics*, 1919

Ces recherches ont établi qu'une masse fluide *homogène*, en rotation de plus en plus rapide autour d'un axe, prend successivement, sous l'influence combinée de la gravitation et de la force centrifuge, une série de figures d'équilibre ainsi définies :

a) D'abord le sphéroïde s'aplatit (ellipsoïde de révolution de Maclaurin). C'est le stade où se trouvent les planètes.

b) Mais la gravitation ne cesse d'agir et de tendre à rapprocher du centre les diverses parties du sphéroïde ; comme le moment de rotation reste constant (principe des aires), la vitesse angulaire doit augmenter. On démontre alors qu'à un certain moment la figure d'équilibre change de carac-

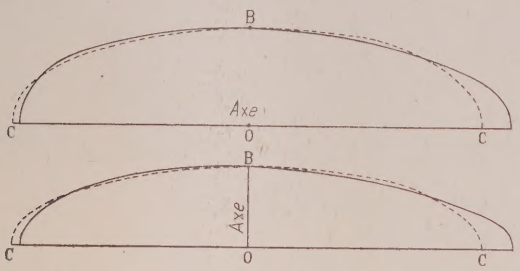


Fig. 176. — Figure piriforme de Poincaré.

tère : à l'ellipsoïde de révolution en succède un à trois axes inégaux, dit de Jacobi.

c) La rotation s'accélérant, l'ellipsoïde tend à se déformer et à prendre un aspect ovoïde : c'est la figure piriforme de Poincaré (fig. 176).

Comme les difficultés mathématiques croissent avec la déformation, on s'en est longtemps tenu là. On admettait qu'aux très grandes vitesses le piroïde s'allongeait pour donner naissance à une protubérance qui finissait par se détacher de la masse principale et par former un satellite.

(Cambridge, University Press) *passim*. — Voir aussi : H. Poincaré, *Hypothèses cosmogoniques*, déjà cité, p. 184 ; Sir G. H. Darwin, *The Tides and kindred Phenomena in the Solar System* (3e éd.), 1911 (Londres, Murray), p. 353.

Malheureusement, alors que Poincaré et G. H. Darwin croyaient le piroïde stable, le contraire a été démontré depuis (1). A l'ellipsoïde de Jacobi peut succéder un cataclysme général, un éclatement de l'astre entier aussi bien qu'une scission en deux parties. En toute rigueur, on n'a le droit de rien conclure. — Par contre, le problème à deux dimensions — cylindre en rotation — est beaucoup plus simple que celui à trois : il lui ressemble, mais on peut plus facilement le pousser jusqu'au bout (2). Or, dans ce cas simplifié, il y a scission effective de la masse initiale (fig. 177). On

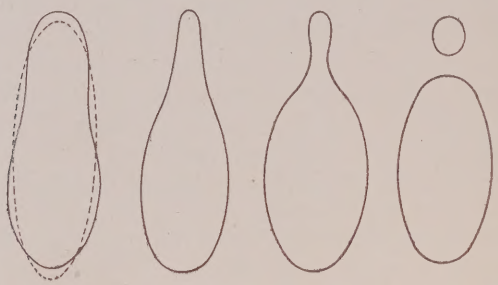


Fig. 177. — Division d'une masse cylindrique en rotation autour de son axe.

peut donc raisonnablement supposer qu'il en est de même avec trois dimensions : admettons-le. Une fois la séparation effectuée, les deux étoiles se mettent à tourner l'une autour de l'autre, tandis que, leur contraction se poursuivant, leurs rotations respectives s'accélèrent. Des phénomènes de marées, et par suite de freinage, interviennent alors — les mêmes que Sir G. H. Darwin (3) a décrits à propos de la genèse de la Lune. — En vertu de ces effets, le grand axe de l'orbite du satellite et sa période vont en augmentant ainsi que l'excentricité.

(1) Jeans, *loc. cit.*, p. 401.
(2) *Ibidem*, p. 115.
(3) Poincaré, *Hypothèses cosmogoniques*, p. 131 ; G. H. Darwin, *The Tides*, déjà cité, p. 388.

Les couples écartés seraient donc les plus anciennement constitués. Nous avons vu que les étoiles de classe B ont les périodes les plus courtes et celles de classe M les plus longues. Avec la présente hypothèse, il faut supposer que les étoiles de classe B sont les plus jeunes, conformément à l'*ancien* ordre de l'évolution stellaire (de B vers M).

La scission explique aussi bien l'aspect des étoiles multiples. Dans le cas d'une étoile triple par exemple, une fois accomplie la première division (celle ayant donné naissance au satellite le plus éloigné), chacune des deux composantes ne peut plus avant longtemps être l'objet d'un nouveau cataclysme car le premier a dû réduire considérablement la vitesse angulaire (théorème des aires). Or M. Russell (1) a calculé que, s'il se produit une seconde division, la distance des étoiles du nouveau couple ne peut guère dépasser le 1/5 de celle des deux premières. C'est bien en général ce que l'on constate (exemple ζ Cancri). De même, dans les étoiles quadruples, on a le plus souvent affaire à deux couples très écartés d'étoiles doubles très serrées (exemple Castor).

16. Objections. — Malheureusement de sérieuses objections ont obligé les partisans de cette interprétation à se rejeter — au moins pour beaucoup de couples — sur l'hypothèse des noyaux indépendants.

Tout d'abord la rigueur de la théorie a été un peu surfaite : on y part de l'idée d'une masse homogène, qui n'est sûrement pas conforme à la réalité. De plus M. Jeans (2) a montré que l'équilibre des masses gazeuses en rotation entraînait, pour la densité, une limite inférieure évaluée par lui au 1/4 de la densité de l'eau et au-dessous de laquelle la séparation ne peut avoir lieu. Un astre moins dense ne saurait donc se dédoubler. Mais l'application des principes des aires et des forces vives a permis à M. Jeans de calculer, pour chaque couple, les dimensions du corps primitif. Dans le cas d'α Centauri par exemple, le rayon moyen devait être, lors du cataclysme, de 2.500.000.000 de kilomè-

(1) *Astrophysical Journal*, t. XXXI, 1910, p. 196.
(2) Jeans, ouvrage cité, p. 428.

tres et la densité inférieure à 6.10^{-11}. Les autres couples donnent toujours, quand la période dépasse 1 an, des densités inférieures à 10^{-6}.

Ces chiffres ne sont guère admissibles. Avec cela, la rotation initiale devait être très rapide, c'est-à-dire la période très courte : or on a trouvé que les effets de marées ne pouvaient que multiplier la période par un chiffre de l'ordre des unités. On ne voit donc pas comment s'expliqueraient par exemple Castor (T = 347 ans) ou Σ 60 (T = 508 ans). Enfin il est établi que les marées peuvent bien faire naître une faible excentricité n'existant pas à l'origine, mais non une grande. Et il y a des couples où e atteint 0,92 (Σ 2428, Σ 2525...). — De tout ceci il résulte que les couples à longue période n'ont pu se former par division, à moins que, dans la suite, des forces étrangères inconnues ne soient intervenues.

17. Hypothèse de la Capture. — Imaginée en 1867 par J. Stoney (1), cette idée a été surtout défendue depuis par Lord Kelvin et, plus récemment, par T. J. J. See (2). — Une étoile passant, en vertu de son mouvement propre, à proximité d'une autre, peut être captée par cette dernière à la suite du plus léger choc (3), pourvu que la vitesse relative soit suffisamment faible. Si de plus un milieu résistant, même très rare, vient, à chaque révolution, réduire l'énergie de gravitation du système, les deux étoiles se rapprochent progressivement et en même temps l'orbite, allongée au début, devient de moins en moins excentrique.

Ce sont là des conséquences nécessaires (et démontrées) de l'intervention du milieu (4). Elles rendent admirablement

(1) G. Johnstone Stoney, On the Physical Constitution of the Sun and Stars, *Proceedings of the Royal Society of London*, t. XVI, 1867, p. 25.

(2) T. J. J. See, *Researches on the Evolution of the Stellar Systems*, t. II, 1910 (Lynn, Mass. U. S. A., Nichols). — Voir aussi sur ce sujet : F. R. Moulton, *Introduction to Astronomy*, éd. 1917 (New-York, Macmillan), p. 543.

(3) Avec une planète ou avec de la matière nébulaire, par exemple.

(4) Poincaré, ouvrage cité, p. 117.

compte du fait observé que les systèmes à longues périodes ont en général de grandes excentricités. Le phénomène est, on l'a vu (1), fort net : il signifierait que les couples les plus serrés, les couples spectroscopiques, se sont en majorité très anciennement formés. C'était l'inverse tout à l'heure.

D'autre part, comme d'après M. Campbell le type spectral est plus avancé quand la période est longue, ce seraient les étoiles rouges géantes, jeunes par conséquent, qui auraient le plus de chances d'en capter d'autres ; avec le temps, l'étoile vieillissant, période et excentricité diminueraient pareillement.

18. Application de la théorie cinétique des gaz. — La grosse objection, c'est la grande fréquence des étoiles doubles et la rareté relative des rencontres fortuites.

On a calculé la probabilité d'une rencontre en appliquant aux étoiles les principes de la théorie des gaz. Soient n le nombre moyen des étoiles par unité de volume, v leur vitesse moyenne et σ leur diamètre moyen. On sait (2) que le nombre moyen de chocs qu'éprouve une étoile *déterminée*, par unité de temps, doit être alors : $\sqrt{2}\,\pi\sigma^2 nv$.

Prenons comme unités l'année et la distance Soleil-Terre. Admettons qu'il y ait capture quand deux étoiles se croisent à une distance double de celle de Neptune au Soleil. Pour avoir n, on peut compter les étoiles de parallaxe supérieure à $0''{,}2$, soit 19 : M. Jeans (3) admet 40. Si $v = 40$ km./sec., on a, avec nos unités :

$$n = 40 : \frac{4}{3}\,\pi\left(\frac{200.000}{0{,}2}\right)^3 = 10^{-17} \qquad v = 8{,}5 \qquad \sigma = 60$$

$$\sqrt{2}\,\pi\sigma^2 nv = \frac{1}{7{,}3.10^{11}}\,.$$

L'Univers devrait ainsi remonter à 365 milliards d'années pour qu'une étoile sur deux fût double. Cela paraît beaucoup...

(1) Page 576.

(2) Eug. Bloch, *Théorie cinétique des Gaz*, 1921, p 34 (Paris, A. Colin).

(3) Jeans, *Problems of Cosmogony*, p. 222.

Pourtant, avant de passer outre, quelques remarques ne seraient pas inutiles. Il y a certainement des couples bien plus écartés (1) que nous ne l'avons supposé, cinq fois plus peut-être : les 365 milliards d'années se réduiraient alors à 15 : or M. Eddington (2) a admis que, lorsqu'il s'agit de l'âge de notre système galactique, on peut même parler de trillions d'années.

De plus le calcul ci-dessus ne tient pas compte de l'attraction gravitationnelle (3), ni surtout de l'existence possible, autour des étoiles, d'un milieu résistant. Or les Comètes en constituent presque sûrement un. Les comètes sont extrêmement nombreuses et nous ne voyons que celles qui passent près de nous ; dans son mouvement vers l'Apex, elles accompagnent le Soleil et forment alentour une sorte d'immense nébulosité (4) qui fait, pour ainsi dire, corps avec lui. Il se pourrait que les étoiles géantes, dont la masse atteint 20 fois celle du Soleil et dont le diamètre est 200 ou 300 fois supérieur, fussent, elles aussi, environnées d'un semblable cortège...

En définitive et tout bien pesé, lorsqu'il s'agit de l'origine des étoiles doubles, c'est peut-être du côté de la Capture que penche la vraisemblance.

(1) Par exemple 40 Eridani, le système α Centauri-Proxima Centauri.. (Aitken, ouvrage cité, p. 236-37, *et surtout*, p. 274).

(2) *Nature*, t. CXVII, 1926, Suppl., p. 30.

(3) Autrement dit de la « Correction de Sutherland » (*Philosophical Magazine*, 5e série, t. XXXVI, 1893, p. 507) dont tient compte M. F. A. Lindemann dans les *Monthly Notices*, t. LXXV, 1915, p. 178 (On the number of Dark Stars).

(4) Le « Home des Comètes » de B. Peirce (V. p. 438).

CHAPITRE VI

LES ÉTOILES VARIABLES

1. Historique et généralités. — Il y a des étoiles dont l'éclat varie (1) ; mais il est surprenant qu'il y en ait si peu. L'immense majorité d'entre elles n'a pas sensiblement changé d'éclat depuis les Grecs. On cite pourtant quelques cas de variations très lentes assez énigmatiques. Ainsi il paraît certain qu'au temps d'Eratosthènes (250 av. J.-C.), la plus brillante étoile du Scorpion était celle qu'on nomme aujourd'hui β Libræ : c'est actuellement Antarès, sans aucune espèce de doute. De même α Geminorum (Castor) était l'étoile la plus belle de la constellation vers 1600 ; maintenant β Geminorum (Pollux) l'emporte très visiblement.

Si l'on laisse de côté ces lentes fluctuations et si l'on range dans une catégorie à part les Etoiles Nouvelles (ou Novæ) dont nous parlerons bientôt, la première étoile qui ait été reconnue variable est ο Ceti ou Mira Ceti, observée par Fabricius en 1596. Les découvertes furent ensuite peu nombreuses et surtout peu certaines jusque vers la fin du XVIII^e^ siècle, où Algol puis β Lyræ, δ Cephei et quelques autres étoiles furent successivement étudiées. Au XIX^e^ siècle et principalement de nos jours, la liste des variables s'est allongée rapidement : en 1896, date du 3^e^ Catalogue de Chandler (2), on en comptait 393 ; il y en a plus de 5.000 aujourd'hui, sans parler de

(1) On consultera avec fruit pour tout ce chapitre les ouvrages suivants : J. G. Hagen, *Die veränderliche Sterne*, 1^er^ vol., 1913-21 (Fribourg-en-Brisgau, Herder et C^ie^). — Caroline E. Furness, *An Introduction to the Study of Variable Stars*, Boston et New-York, 1915 (Houghton and Mifflin). — J. Hartmann, *Astronomie*, 1921 (Leipzig, B. G. Teubner) : Article de P. Guthnick intitulé : *Physik der Fixsterne*.

(2) *Astronomical Journal*, t. XVI, 1896, p. 145.

celles qu'on découvre constamment dans les amas globulaires. Il n'est que juste de rappeler que c'est à l'impulsion donnée à ces recherches par E. C. Pickering et par les astronomes de Harvard College que l'on doit la plupart des récentes découvertes (80 0/0 environ). Presque toutes concernent d'ailleurs des étoiles télescopiques : sur 3330 étoiles visibles à l'œil nu, situées dans la région du Ciel au Nord de — 35° de déclinaison, on n'en connaît guère plus de 106 (1) dont l'éclat varie, soit 3 0/0, ce qui correspond très probablement à la proportion de ces étoiles qu'on doit s'attendre à rencontrer dans l'ensemble des étoiles de toutes grandeurs.

On désigne d'ordinaire les étoiles variables, d'après une notation imaginée par Argelander, au moyen des dernières lettres majuscules de l'alphabet latin, à partir de R, en mentionnant la constellation. La première variable découverte dans le Grand Chien s'appellera ainsi R Canis majoris, la seconde S Canis majoris et ainsi de suite. S'il y en a plus de 9 dans la même constellation, on recommence et on les écrit RR, RS, etc. Quand il s'agit d'une étoile déjà connue et classée, on n'en change bien entendu pas le nom ; exemple β Persei (Algol).

2. Méthodes de recherche et d'observation. — Les étoiles variables qui sont brillantes se reconnaissent naturellement sans difficulté : il n'en va pas de même des étoiles faibles que l'on doit distinguer de milliers d'autres dont la luminosité ne change pas. Il faut alors, pour que la recherche soit fructueuse, employer des méthodes à grand rendement.

Voici quelques-unes des plus souvent pratiquées à Harvard College (2).

1° On peut prendre de la région étudiée du Ciel un certain nombre de poses successives (8 par exemple, à intervalles d'une demi-heure) sur la même plaque, en déplaçant chaque fois légèrement l'instrument, de façon que les diverses ima-

(1) Harlow Shapley, *Astrophysical Journal*, t. XLI, 1915, p. 305.
(2) H. N. Russell, *Scientific American*, t. CIII, 1910, p. 177.

ges ne se superposent pas. Si, parmi les étoiles photographiées, il s'en trouve une qui ait varié durant les quelques heures de l'opération, on s'en aperçoit aussitôt à la différence de diamètre des images successives.

2° Ce procédé ne saurait convenir pour déceler les variables à fluctuations lentes ; le suivant échappe à cette objection. On exécute deux poses de la région étudiée, à quelques semaines ou à quelques mois d'intervalle ; on prend alors un positif du second cliché et on le superpose au premier cliché négatif, gélatine contre gélatine. Les intensités des images ne sont en général pas tout à fait identiques sur les deux clichés : chaque étoile apparaît donc, après la superposition, sous la forme d'un anneau blanc à centre noir ou d'un anneau noir à centre blanc. Si entre les deux poses une étoile a varié, elle se révèle immédiatement par son aspect : l'anneau est plus mince ou plus épais que les autres, ou bien remplacé par un tache uniforme, blanche ou noire. Des milliers d'étoiles variables ont été découvertes à Harvard par ce moyen (on en comptait 3.000 en 1910) et beaucoup plus que par tous les autres procédés réunis.

3° On peut enfin souvent découvrir des variables à l'aide d'un seul cliché. Les variables à longue période sont les plus nombreuses : or leur spectre présente en général des raies brillantes qui, sur un cliché spectral exécuté au prisme-objectif, sautent aux yeux d'elles-mêmes. On peut même dire qu'étant donné la rareté des autres étoiles à raies brillantes, la présence de pareilles raies dans un spectre stellaire est un signe presque certain de variabilité.

Une fois qu'on a reconnu que l'éclat d'une étoile était sujet à des fluctuations, il s'agit d'étudier ces dernières en détail. Le procédé le plus employé est la méthode directe, visuelle, des degrés d'Argelander (1) — la plus simple de toutes. Comme il n'est besoin pour l'appliquer que de voir la variable, une bonne jumelle suffit souvent et les amateurs peuvent rendre dans cette branche de l'Astronomie de grands

(1) Voir Ch. André, *Traité d'Astronomie stellaire*, t. I, p. 105 (souvent cité).

services, ainsi qu'ils le font un peu dans tous les pays (1). Les étoiles très faibles sont généralement étudiées par la photographie. Mais on tend de plus en plus à employer aujourd'hui les méthodes photo-électriques, à la fois précises, sûres et exemptes d'erreurs personnelles (2).

3. Classification des étoiles variables. — On peut répartir ces astres en quatre classes principales :

1° Les *Variables à éclipses* (18 0/0 environ de l'ensemble) (3), dont les fluctuations sont dues au passage d'un compagnon plus ou moins obscur devant une étoile brillante. Leurs variations sont strictement périodiques et fort régulières, la durée de la période allant de moins de 6 heures à 10 jours. Elles se divisent en deux groupes : pour les variables du type d'Algol, l'interprétation par des éclipses n'est pas douteuse et suffit, à elle seule, à rendre compte de tous les faits observés ; pour les autres, comme β Lyræ, au contraire, il faut introduire quelques hypothèses supplémentaires sur lesquelles plane encore un peu d'incertitude.

2° Les Variables à courte période ou *Céphéides* (18 0/0), dont le type est δ Cephei et dont les périodes oscillent entre quelques heures et 45 jours. Dans cette catégorie se rangent les nombreuses petites variables (4) (« Cluster variables ») découvertes depuis 25 ans dans les amas globulaires.

3° Les *Variables à longue période* (25 à 35 0/0), analogues à Mira Ceti, dont la durée de fluctuation peut dépasser 2 ans et qui sont sujettes à quelques inégalités.

4° Les *Variables irrégulières* (30 ou 40 0/0), dont les changements d'éclat ne semblent suivre aucune loi déterminée et dont la parenté avec les Novæ est souvent évidente.

(1) En France, c'est l'Observatoire de Lyon qui, sous la direction de M. Jean Mascart, centralise ce genre de recherches.

(2) Voir page 76.

(3) D'après M. H. Shapley (*Astrophysical Journal*, t. XLI, 1915, p. 395). Nous avons seulement écarté les Novæ de cette statistique, d'ailleurs très approximative.

(4) Non comptées dans notre statistique.

4. Variables a éclipses du type d'Algol. — La variabilité d'Algol a été reconnue et sa courbe de lumière (ou loi graphique reliant la grandeur au temps) déterminée en 1783 par Sir John Goodricke (fig. 178).

Les astres de ce type sont des étoiles doubles spectroscopiques pour lesquelles le plan orbital passe approximativement par l'œil de l'observateur : à chaque révolution les deux composantes s'éclipsent alors mutuellement, toutes les fois qu'elles se trouvent en ligne droite avec la Terre. Si l'une d'elles est très peu lumineuse, la lumière émise par le couple reste constante, excepté au moment des éclipses de l'étoile brillante ; à ces époques la lumière diminue très vite jus-

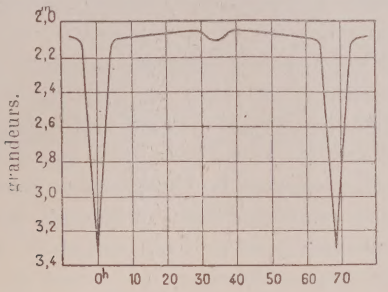


Fig. 178. — Courbe de lumière d'Algol (J. Stebbins).

qu'au minimum ; puis elle augmente de nouveau, symétriquement si l'orbite est circulaire, et reprend ensuite son intensité normale. En général la durée de l'éclipse est très courte : il peut arriver cependant, si les diamètres apparents des deux astres sont assez différents et si les éclipses sont centrales, que le minimum dure plusieurs dizaines de minutes ou parfois plusieurs heures. Si la composante la moins brillante est quelque peu lumineuse au lieu d'être comme à l'ordinaire très sensiblement obscure, il y a, au milieu du palier de la courbe, un minimum secondaire, moins prononcé que le minimum principal et qui correspond au passage de l'étoile faible derrière sa compagne.

Les données photométriques s'ajoutent, pour ces étoiles, à celles que fournit le spectroscope et, lorsque la parallaxe est

connue — cas malheureusement assez rare — permettent d'arriver à une connaissance complète du couple. La vitesse radiale donne en effet les dimensions orbitales ainsi que la masse du système (1) et même les masses des deux étoiles, si toutes deux sont lumineuses. La durée des éclipses fait alors connaître les dimensions vraies des composantes, comme on le voit sans peine en supposant, pour simplifier, les éclipses centrales. Les masses étant connues, les densités s'ensuivent ; on trouve généralement des chiffres compris entre 0,02 et 0,2 de la densité solaire (plus faibles même pour les types F, G et K) : on se serait plutôt attendu à de fortes densités, tout au moins pour l'étoile « obscure », qu'on aurait cru proche de l'extinction finale et presque toujours du reste plus rouge que sa compagne (2).

On constate aussi, chose curieuse, que dans aucun cas il n'a été nécessaire d'admettre de satellite *complètement* obscur : la différence d'éclat maxima des deux composantes est de 4 grandeurs (3) et dans les 2/3 des couples n'excède pas 2. Un fort pourcentage de systèmes binaires visuels révèle cependant des différences d'éclat plus considérables, fait qui est sans doute en relation indirecte avec le plus grand écartement des couples visuels.

Comme la courbe photométrique peut être connue maintenant avec beaucoup de précision, on possède, pour ainsi dire, en y ajoutant les renseignements fournis par celle des vitesses radiales, un nombre illimité de données : théoriquement, on pourrait donc connaître chaque système en détail (excentricité, inclinaison exacte, etc...) puisqu'on est à même d'écrire autant d'équations de conditions qu'on en désire. En fait il faut, bien entendu, souvent se limiter : on

(1) Car l'inclinaison est voisine de 90°, du seul fait que les éclipses sont possibles (Voir page 572).

(2) Harlow Shapley, A Study of Eclipsing Binaries. *Contributions from the Princeton University Observatory*, n° 3, 1915. — Voir aussi Scheiner-Graff, *Astrophysik* (déjà cité), p. 400. — Pour les couples visuels également (voir p. 579), c'est l'étoile la moins brillante qui est en général la plus rouge.

(3) H. Shapley, *loc. cit.*, et Aitken, *Binary Stars*, p. 189.

introduit néanmoins aujourd'hui (1), dans les éléments publiés, l'obscurcissement des bords des étoiles (fig. 179) et aussi, dans certains cas, leur aplatissement polaire : c'est dire à quel point on peut parfois profiter de la remarque qui précède. M. H. N. Russell a donné des formules très perfectionnées pour effectuer ces calculs : leur exposition nous entraînerait trop loin et nous nous bornerons à renvoyer le lecteur aux mémoires originaux.

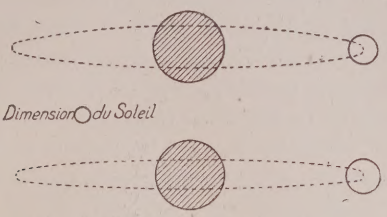


Fig. 179. — Système à éclipses W Delphini.
En haut, hypothèse de l'éclat uniforme ; en bas, disques obscurcis.

5. Cas particulier d'Algol (ou β Persei). — C'est un des plus intéressants. La période de l'étoile est 2 j. 20 h. 48 m. 55 s. ; sa grandeur normale 2,2 ; au moment des éclipses, elle tombe à la grandeur 3,4. Les oscillations des raies spectrales de l'étoile principale ont été reconnues par H. C. Vogel en 1889 ; bien que le spectre du compagnon fût invisible (2), il la classa néanmoins sans hésiter comme double spectroscopique.

Des observations photométriques très précises ont été reprises en 1910 puis en 1921 par M. J. Stebbins (3) qui, au moyen d'un appareil à Sélénium, a établi l'existence d'un minimum secondaire (fig. 178), explicable par le passage du corps « obscur » derrière l'autre : on a pu ainsi préciser quelques données nouvelles relatives au couple.

(1) H. N. Russell, *Astrophysical Journal*, t. XXXV, 1911, p. 315 et t. XXXVI, 1912, p. 54. — Et aussi H. N. Russell et H. Shapley, même recueil, t. XXXVI, 1912, p. 239 et p. 385.

(2) Ce cas, dont Algol fut le premier exemple, est maintenant très commun.

(3) *Astrophysical Journal*, t. XXXII, 1910, p. 199 et t. XXXIII, 1911, p. 395. Voir aussi *Astrophysical Journal*, t. LIII, 1921, p. 118.

Le système a été étudié depuis par M. H. Shapley (1), d'après les méthodes de Russell. Les éclats relatifs des 2 composantes sont 0,907 ; 0,093 (éclat total = 1) ; leurs rayons respectifs 0,208 et 0,228 (1/2 grand axe orbital = 1) ; l'inclinaison du plan orbital sur la sphère céleste 83° ; les densités des deux corps (supposés de masse égale) 0,092 et 0,070 de celle du Soleil. Le spectre est du type B_8.

La parallaxe d'Algol est malheureusement mal connue, ce qui interdit de trop préciser les dimensions kilométriques du couple : si l'on admet le chiffre le plus probable 0″,07, l'éclat absolu total vaut 26 fois celui du Soleil ; l'hémisphère non éclairé du compagnon brille encore 1,7 fois plus que le Soleil, l'hémisphère éclairé 3 fois : on voit qu'il réfléchit notablement la lumière du corps central, bien qu'il soit exagéré de le regarder comme une grosse planète.

6. Variables a éclipses du type de β Lyræ. — C'est encore Goodricke qui a étudié le premier le cas de cette étoile (1784) dont la courbe de lumière se distingue de celles du type

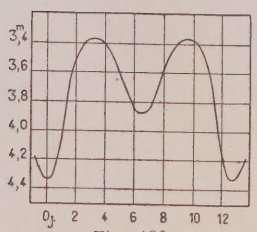


Fig. 180.
Courbe de lumière de β Lyræ.

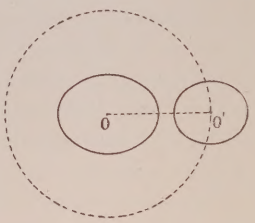


Fig. 181.
Système de β Lyræ.

d'Algol par l'importance du minimum et par l'absence de phase constante dans la série des fluctuations (fig. 180).

On explique d'ordinaire les étoiles de ce type en admettant qu'on a affaire à deux étoiles semblables très grosses, de forme ellipsoïdale allongée, en révolution sur des orbites très petites ; les grands axes des deux ellipsoïdes, situés

(1) *Loc. cit.* et *Astrophysical Journal*, t. XXXVIII, 1913, p. 158.

dans le plan orbital, se feraient face comme si des phénomènes de marées étaient intervenus : on comprend ainsi (fig. 181) que les intervalles des éclipses soient très courts. Bien que cette hypothèse un peu compliquée rende compte en gros des faits, le système présente des singularités assez énigmatiques. C'est ainsi que les raies spectrales de β Lyræ sont alternativement brillantes et sombres, avec des détails de structure dont on cherche encore l'interprétation (fig. 182). Il y a même des raies qui ne manifestent pas de traces de vitesse radiale, telle que la raie K du Calcium, sombre et toujours à la même position ; il semble ainsi que tout l'ensemble soit plongé dans un épais nuage de vapeur de Calcium : c'est là un phénomène que nous retrouverons (1).

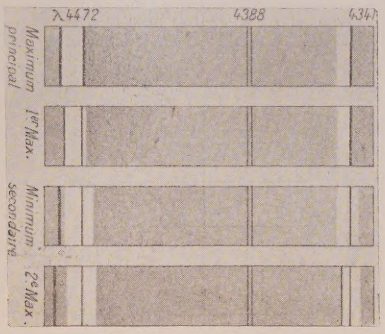


Fig. 182. — Spectre de β Lyræ. Détail de quelques raies.

Quoi qu'il en soit de cet astre singulier, il paraît bien y avoir transition graduelle entre les courbes photométriques des étoiles du type d'Algol et celles du type de β Lyræ : le minimum secondaire d'Algol en est une preuve. Aussi considère-t-on généralement la duplicité des variables en question comme certaine.

7. Céphéides. — Il n'en va pas de même des variables à courte période du type de δ Cephei. Cette étoile fut, elle aussi,

(1) Voir p. 642.

signalée par Goodricke presque en même temps qu'Algol et β Lyræ. Mais sa courbe de lumière est loin de présenter la régularité pour ainsi dire mathématique des autres (fig. 183).

Les Céphéides augmentent en général très rapidement d'éclat du minimum au maximum pour décroître ensuite plus lentement avec des anomalies pas toujours constantes et particulières à chaque étoile : certaines d'entre elles, les Géminides (analogues à ζ Geminorum) ont ainsi des variations symétriques des deux côtés du maximum. — La vitesse radiale varie avec la même périodicité que la luminosité.

Il semblerait dès lors que nous soyons encore en présence

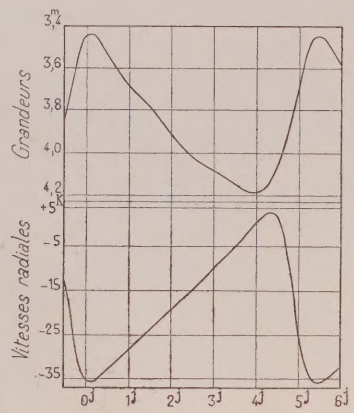


Fig. 183. — Courbe photométrique et courbe des vitesses radiales de δ Cephei.

d'étoiles doubles spectroscopiques ; le minimum de la vitesse radiale devrait dans ce cas — comme dans celui d'Algol ou de β Lyræ — concorder avec le minimum d'éclat, c'est-à-dire avec les éclipses. La loi observée est pourtant toute différente : l'éclat est bien maximum quand l'étoile brillante devrait se rapprocher de nous ; mais il est minimum — point inquiétant — quand l'étoile est censée s'éloigner (1) (fig. 183).

(1) W. W. Campbell, *Stellar Motions*, 1913, p. 305 (New Haven, U. S. A., Yale University Press).

Avec cela l'étoile apparaît sensiblement plus rouge lors de ses minima que lors de ses maxima. Le type spectral varie parallèlement : il est plus avancé (plus voisin de la classe M) aux époques de minimum qu'à celles de maximum (1).

Enfin on retrouve, entre les types spectraux et les durées des périodes des diverses Céphéides, la même relation que pour les étoiles doubles proprement dites : plus le type est avancé, plus la période est longue (Chandler, 1888). M. Shapley a ainsi extrait des *Annales de Harvard College* (2) des données qui lui ont permis d'établir le tableau ci-dessous.

Classe spectrale .	B	A	F	G	K	M
Nombre d'étoiles .	1	9	31	31	9	3
Période moyenne.	0,19 an	0,4 an	6 ans	11 ans	18 ans	33 ans

Quelle que soit l'interprétation de ce dernier fait, très net comme on voit (et qui ne veut pas dire qu'on ait nécessairement affaire à des couples), il y a dans ces diverses constatations de singulières anomalies.

8. Variables des Amas Globulaires (3). — Une découverte très intéressante a été faite, dans cet ordre d'idées, en 1895, par M. S. Bailey à la succursale d'Aréquipa (Pérou) de Harvard College. Dans l'Amas ω Centauri, M. Bailey a trouvé 132 étoiles variables sur les 3.000 que contient l'amas. Peu de temps après, lui et d'autres astronomes découvraient de nombreuses variables dans d'autres amas globulaires : 110 dans l'Amas M. 3 des Chiens de Chasse, 70 dans M. 5. de la Balance, 969 dans la Petite Nuée de Magellan (4), etc. Les courbes de lumière de ces variables paraissent identiques à celles des Céphéides ; les étoiles sont seulement plus faibles (de la 12e à la 16e grandeur) et leurs oscillations

(1) H. Shapley, *Astrophysical Journal*, t. XLIV, 1916, p. 277.

(2) *Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory* no 92, 1914, p. 16 et aussi *Astrophysical Journal*, t. XL, 1914, p. 120.

(3) Pour tout ce qui concerne les Variables des Amas, voir : Harlow Shapley, Studies based on the Colors and Magnitudes in Stellar Clusters, parues dans les *Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory* no 115 (1915) et suivants (Beaucoup de ces travaux sont reproduits dans l'*Astrophysical Journal*). — Voir aussi plus loin, p. 657.

(4) H. Shapley, *Astrophysical Journal*, t. XLVIII, 1918, p. 98.

n'excèdent guère une grandeur ou deux ; elles sont aussi plus rapides, les périodes étant d'ordinaire de quelques heures.

On s'est demandé longtemps s'il y avait vraiment identité entre les Céphéides proprement dites et les variables des amas. Il n'y a plus, semble-t-il, aucun doute. Certaines Céphéides isolées (XX Cygni par exemple, de période 3 h. 14 m.) ont des périodes très inférieures à celles des variables des amas. Le fait qu'au minimum d'éclat les Céphéides sont plus rouges qu'au maximum se retrouve chez les variables des amas. Enfin il faut mentionner la loi de Miss Leavitt.

9. La loi de Miss Leavitt. — Miss Leavitt a découvert en 1912 (1), à Harvard, en examinant les variables de la Petite

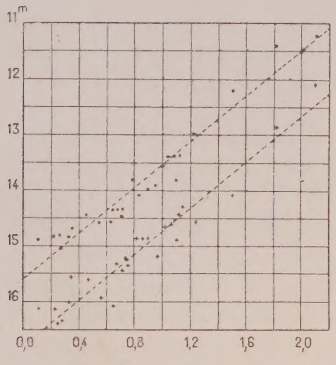


Fig. 184. — Loi de Miss Leavitt (Abs : log période ; Ord.: gr. appar.).

Nuée de Magellan, une loi bien curieuse. Le logarithme de la période des variables de cette agglomération est en relation linéaire avec leur grandeur apparente. Une loi analogue se vérifie pour beaucoup d'amas globulaires. Comme les variables d'un même amas sont, à coup sûr, toutes sensiblement à la même distance de nous, la grandeur apparente ne diffère de la grandeur absolue que par une constante et

(1) *Harvard College Observatory, Circular* n° 173, 1912, p. 3 et *Astronomische Nachrichten*, t. 192, 1912, n° 4597, p. 225.

l'on peut dire, si l'on choisit convenablement les unités, que, *dans un même amas, le logarithme de la période des variables est proportionnel à leur grandeur absolue* (fig. 184).

C'est assurément là un fait capital : nous verrons bientôt les conclusions instructives qu'on en a tirées, à divers points de vue. Or ce fait, démontré d'abord pour les variables des amas, se retrouve à peu de chose près chez les Céphéides ordinaires (1) : il y a là un nouveau trait d'union entre les deux groupes d'astres. Bien mieux : en combinant la relation que nous avons vue au paragraphe 7, entre le type spectral (équivalent, on le sait, à l'indice de coloration) et

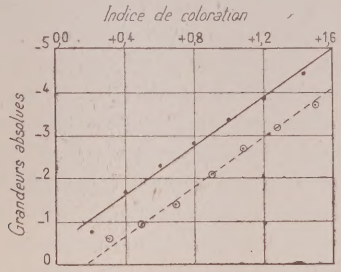


Fig. 185. — Indice de coloration et grandeur absolue des Céphéides (trait plein) ainsi que des étoiles géantes des Amas Globulaires (trait mixte) (H. Shapley).

la période, avec la loi de Miss Leavitt, on en trouve une autre également nette : l'indice de coloration est fonction sensiblement linéaire de la grandeur absolue et cela à la fois pour les Céphéides et pour les Géants des amas (2) (fig. 185). Plus une Céphéide est intrinsèquement brillante, plus elle est rouge et plus son type spectral est avancé.

10. Difficultés de l'interprétation des Céphéides. — Tout cela nous montre bien que les Céphéides isolées et celles des amas sont très probablement identiques ; mais ne nous dit pas comment sont constituées les unes et les autres. En fait

(1) H. Shapley, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXX, 1918, p. 44.
(2) H. Shapley, *Astrophysical Journal*, t. XLVIII, 1918, p. 167.

les irrégularités de la période et de la courbe photométrique, les changements de spectre, tout comme les relations que nous venons d'énoncer, cadrent mal avec l'idée d'un mouvement orbital, que presque tous les spécialistes croyaient exacte il y a dix ans.

On peut serrer le problème de plus près. MM. H. N. Russell (1) et E. Hertzsprung (2) ont établi, indépendamment, que les Céphéides ont d'ordinaire de très petits mouvements propres et de très faibles parallaxes : leur grandeur absolue moyenne, très forte, avoisine — 2,4 ou — 2,3. Or les trois quarts de ces étoiles sont de type solaire ; si on leur suppose le même éclat surfacique, leur rayon doit valoir de 25 à 28 fois celui du Soleil. Mais alors ces soleils géants devraient, si c'étaient des couples spectroscopiques et étant données leurs vitesses (3), se mouvoir sur des orbites de rayon moyen inférieur au dixième de celui de l'étoile elle-même ! Evidemment ce n'est pas impossible : le centre de gravité du couple supposé, autour duquel tourne l'étoile brillante peut fort bien être à l'intérieur de celle-ci. Seulement, si l'on admet pour masse de la Céphéide 5 fois celle du Soleil — ce qui ne lui donne qu'une densité 3.000 fois moindre — et si l'on tient compte de la valeur observée du rapport $\frac{m_1{}^3 \sin^3 i}{(m_1 + m)^2}$ compris entre 0,000 01 et 0,0058, on trouve, pour le compagnon obscur, une masse de l'ordre du dixième de celle de l'autre étoile. La vitesse de ce compagnon (4) doit alors atteindre 200 km./sec.. Comme, pour expliquer l'absence de palier de la courbe au maximum, il faut bien supposer les étoiles tout près de se toucher, on voit l'invraisemblance de la formidable vitesse relative qui en résulte. Et ces anomalies, M. J. C. Duncan (5) ne les écarte pas en admettant que l'étoile brillante est entièrement immergée dans l'atmosphère de l'autre.

(1) *Science*, nouvelle série, t. XXXVII, 1913, p. 652.
(2) *Astronomische Nachrichten*, t. 196, 1913, n° 4692, p. 201.
(3) Comme l'admettait Michel Luizet (Thèse) : *Annales de l'Université de Lyon*, nouvelle série, I, 1912, fasc. 33.
(4) H. Shapley, *Astrophysical Journal*, t. XL, 1914, p. 117.
(5) *Lick Observatory Bulletin*, t. V, 1909, n° 151, p. 91.

11. Hypothèse des « Pulsations ». — Aussi M. Shapley préfère-t-il supposer, avec MM. Moulton (1), Jeans (2) et Eddington (3) que nous avons affaire à une étoile unique qui se dilaterait et se contracterait périodiquement. Les déplacements de raies ne seraient alors plus seulement des conséquences de la vitesse radiale, mais aussi de la pression : on sait en effet que la pression déplace généralement vers le rouge les raies spectrales d'un gaz incandescent.

La période des oscillations doit être, dans ce cas, inversement proportionnelle à la racine carrée de la densité : on le voit sans peine en écrivant l'équation du mouvement d'un point de la surface de l'étoile. Si en effet M est sa masse, r son rayon, δ sa densité moyenne et f la constante de la gravitation, on a :

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -f\frac{M}{r^2} = -\frac{4}{3}\pi f\delta r$$

d'où pour la période T :

$$T = \sqrt{\frac{3\pi}{f\delta}}.$$

En appliquant ceci aux Céphéides connues, M. Shapley (4) trouve que, quand les périodes décroissent de 33 ans à 0,19 année, les densités passent de 0,000 006 à 0,2 (celle du Soleil étant prise pour unité). En même temps le type spectral observé traverse successivement les stades M, K, G, F, A, B — ce dernier fait étant du reste conforme à la relation déjà citée entre les périodes et les classes spectrales des étoiles doubles.

Ainsi les Céphéides les moins denses et de plus longues périodes seraient de classe M, les plus denses et de plus courtes périodes de classe B. Or nous savons que les Céphéides sont des étoiles géantes. Tout cela cadre parfaitement avec les idées admises sur l'évolution stellaire.

(1) *Astrophysical Journal*, t. XXIX, 1909, p. 257.
(2) *Philosophical Transactions*, t. 199 A, 1902, p. 1 ; 201 A, 1903, p. 157 ; 213 A, 1914, p. 457.
(3) *Monthly Notices*, t. LXXIX, 1918, p. 2 et même tome, 1919, p. 177.
(4) *Loc. cit.*, p. 120 (mémoire de 1914).

En mettant à profit les principes de sa théorie de l'équilibre radiatif des étoiles (1), M. A. S. Eddington est arrivé à rendre compte, au moyen de l'hypothèse des pulsations, de l'*ordre de grandeur des périodes observées* des Céphéides et de la relation qui lie leurs périodes à leurs grandeurs absolues ainsi que de la forme de la courbe des vitesses radiales. L'allure générale de la courbe de lumière peut aussi être prévue : l'interprétation des détails nécessiterait cependant des recherches ultérieures.

A mesure que la densité de l'astre croît, c'est-à-dire, s'il se contracte, à mesure que le temps s'écoule, sa période de variabilité doit diminuer. On peut calculer la rapidité de ce raccourcissement annuel dans le cas où la contraction due à la gravitation serait la seule source à laquelle l'étoile puise l'énergie qu'elle rayonne autour d'elle (théorie de Helmholtz (2).) On trouve de cette façon, pour δ Cephei, que la période doit décroître de 40 sec. par an. M. E. Hertzsprung (3) a cherché à vérifier le fait en compulsant les anciennes observations de Goodricke : il n'a rien constaté de pareil et l'on peut dès lors affirmer que, si l'hypothèse des pulsations est exacte, l'énergie des étoiles est principalement due à d'autres causes que celles imaginées par Helmholtz et Lord Kelvin. Mais cela, nous l'avons dit, on s'en doutait déjà pour bien des raisons, et il n'y a pas lieu d'être surpris de cette conclusion.

12. Variables a longue période. — Ces variables forment la majorité. Leurs périodes vont de 50 jours à 800 jours (1 seul cas), avec prédominance accentuée entre 200 et 400. Mais si leur luminosité varie en gros périodiquement, ses fluctuations offrent beaucoup d'irrégularités de toute nature. L'augmentation d'éclat est en général, comme dans le cas des Céphéides, plus rapide que la diminution, sans qu'il en soit d'ailleurs toujours ainsi.

Presque toutes les variables à longue période sont rouges

(1) Voir page 545.
(2) Voir page 234.
(3) *The Observatory*, t. XLI, 1918, p. 379.

et de classe spectrale M, N ou S; 85 0/0 d'entre elles appartiennent au type M_d et lorsque, par exception, elles semblent de classe moins avancée que M, leur spectre est toujours très particulier. La température de ces astres est relativement très basse. Toutes sont plus rouges au minimum d'éclat et leur spectre varie au cours de la période — caractères que manifestaient déjà les Céphéides — mais on y voit presque toujours des *raies brillantes*.

La mieux étudiée de ces variables est *o* Ceti (Mira Ceti) dont la période est d'environ 330 jours (fig. 186). Ses irrégula-

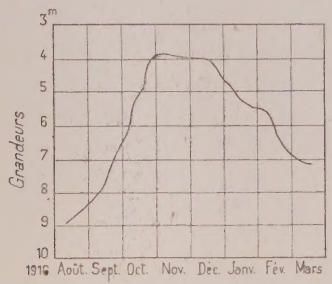


Fig. 186. — Courbe photométrique de Mira Ceti.

rités sont telles que W. Herschel la vit en 1779 aussi brillante qu'Aldébaran (gr. 1,06), alors que 4 ans plus tôt il n'avait pu l'observer dans son télescope : entre 1775 et 1779, l'éclat de Mira avait donc dû croître dans le rapport de 1 à 10.000. En général cependant, l'étoile oscille entre les grandeurs 3 ou 3,5 et 9.

Le spectre de Mira est de classe M_d (Pl. XXXIII). Les raies de l'Hydrogène y sont lors des maxima très brillantes, minces et décalées vers le violet; lors des minima elles sont encore brillantes, mais plus larges, déplacées vers le rouge et surtout beaucoup plus faibles : elles vont même parfois jusqu'à disparaître entièrement, anomalie dont l'explication vient, on le verra, d'être soupçonnée. — Mira Ceti a d'autres radiations brillantes, de l'Hélium, du Fer et du Silicium par exemple ; on y trouve aussi en assez grand nombre des raies métalliques sombres notamment du Calcium, du Fer, du Chrome, du

Vanadium. Les bandes de l'Oxyde de Titane (fig. 164), caractéristiques du type M, y sont enfin très visibles et d'autant plus nettes qu'on se trouve plus près du minimum (1).

Ces curieux changements sont devenus un peu moins énigmatiques par la découverte récente d'un compagnon. En septembre 1923, M. A. H. Joy en avait annoncé l'existence et prévu la position par le seul aspect des raies spectrales. M. R. G Aitken (2) aperçut bientôt à Lick à 0″,9 de l'étoile principale, alors de grandeur 9,2, une petite étoile de 10e. Le spectre de celle-ci (3) comporte un fond continu révélant la haute température des étoiles de classe B; mais on n'y trouve que des raies brillantes : c'était de ce satellite que provenaient les raies d'émission de l'Hydrogène et de l'Hélium si fortes dans le spectre de Mira. D'autres radiations s'y rencontrent ; elles sont dues à des métaux ionisés : le satellite n'a que des raies d'étincelle, alors que l'étoile principale donnait des raies d'arc ou de flamme, indice de basse température. Enfin la vitesse radiale du satellite (+ 52,5 km./sec.) est celle qui avait été attribuée antérieurement à l'étoile entière aux époques de minimum. — Récemment, M. Joy a pu mesurer le diamètre de l'étoile principale, 0″,056, ainsi que sa grandeur absolue : on évalue le diamètre linéaire à 490 millions de km. et la densité moyenne à 10^{-7}.

Mira Ceti sert de type à l'immense majorité des variables à longue période : un avenir prochain nous dira sans doute si ses congénères sont doubles comme elle. Certaines particularités de ces étoiles, notamment l'allure de leurs raies brillantes, rappellent les caractères des novæ (4) : une découverte curieuse précise encore ce rapprochement : M. Paul W. Merrill (5) a reconnu la présence des raies des nébuleuses

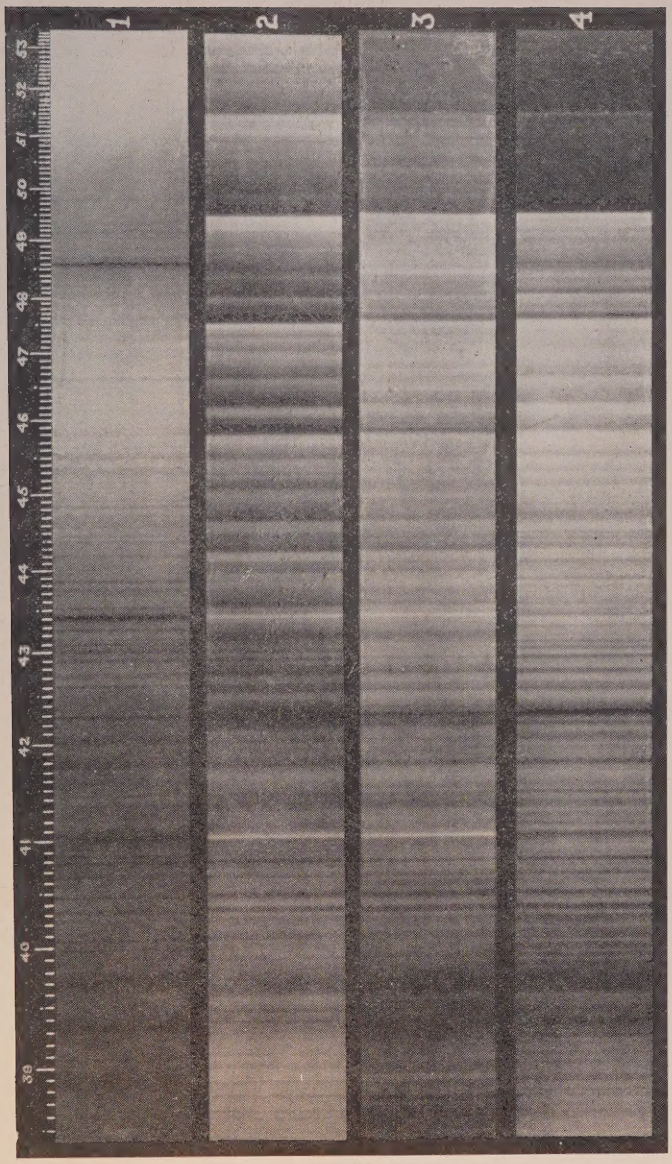
(1) W. S Adams et A. H. Joy, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXII, 1920, p. 163.

(2) *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXV, 1923, p. 323.

(3) A. H. Joy, même recueil, t. XXXVI, 1924, p. 290. — Voir aussi t. XXXVIII, 1926, pp. 260 et 370.

(4) Voir p. 609.

(5) *Astrophysical Journal*, t. LIII, 1921, p. 376.



Spectre de Mira Ceti comparé à ceux de Procyon et de α Herculis. (W. J. S. Lockyer).

1) α Canis Minoris (Procyon) ; 2) Mira Ceti, 21 décembre 1914 ; 3) Mira Ceti, 1er février 1924 ; 4) α Herculis.

(Cliché de l'Observatoire Norman Lockyer, de Sidmouth).

dans le spectre de R Aquarii (Classe M_d; Période 382 j. 5; Grandeur 6,2-11,0). Ces raies sont λλ 5007, 4959, 4658, 4363 et λ 4471 de l'Hélium : la variable les montre brillantes, sans qu'elles paraissent participer aux oscillations de sa luminosité.

Signalons enfin quelques variables à longue période dont les fluctuations paraissent exceptionnelles en ce sens qu'elles se superposent, à intervalles plus ou moins réguliers, à un état normal constant. — Pour certaines telles que SS Cygni, il s'agit de paroxysmes : l'étoile devient par périodes plus brillante pour retrouver bientôt son éclat habituel. Pour d'autres telles que R Coronæ Borealis, la marche des phénomènes est inverse : ce sont des minima à peu près périodiques qui constituent l'élément de variabilité.

Les causes des changements d'éclat de toutes ces étoiles sont encore plus mystérieuses que dans le cas des Céphéides : peut-être la découverte du compagnon de Mira Ceti contribuera-t-elle à éclaircir la question. Lockyer avait pensé à des conjonctions périodiques d'essaims météoriques en révolution orbitale (1). Mais un mouvement elliptique quelconque n'expliquerait pas à lui seul les inégalités observées de la période. D'autres hypothèses ont été proposées : leur plus grand défaut à toutes est un caractère spéculatif assez prononcé et la difficulté de les vérifier... Il semble, d'une façon générale, qu'on doive de préférence songer à des phénomènes particuliers à chaque étoile et qu'il serait prématuré de préciser davantage.

13. Variables irrégulières. — Les changements d'éclat des variables de la catégorie précédente peuvent être prédits, au moins dans une certaine mesure; il est d'autres étoiles pour lesquelles on ne sait à l'avance rien de positif et, bien entendu, la transition des premières aux secondes est graduelle.

C'est ainsi que Bételgeuse (α Orionis) est sûrement variable bien que dans d'assez étroites limites; mais on ne saurait assigner à sa période aucune valeur bien nette. Les étoiles

(1) *The Meteoritic Hypothesis*, déjà cité, p. 475.

qui lui ressemblent à cet égard sont en général, comme elle, de classe M ou N : ce sont des étoiles rouges et de plus des géantes de grand éclat absolu.

D'autres étoiles variables sont souvent associées à des masses nébuleuses voisines et pour beaucoup d'entre elles l'assimilation aux novæ ne paraît pas douteuse. Leur spectre présente d'ordinaire des raies brillantes. On cite dans ce cas η Navire (1) (η Argûs ou η Carinæ) qui fut de 4e grandeur en 1677, de grandeur 0 en 1843 et est restée de 7e depuis 1865. P Cygni (2) a subi, depuis le début du XVIIe siècle, des vicissitudes analogues et elle est considérée aujourd'hui, elle aussi, par les astronomes les plus compétents comme une ancienne nova.

(1) Hartmann, *Astronomie*, souvent cité, p. 437 (Art. de P. Guthnick).
(2) E. B. Frost, *Astrophysical Journal*, t. XXXV, 1912, p. 286.

CHAPITRE VII

LES ÉTOILES NOUVELLES

1. Généralités. — On dit souvent que la première étoile nouvelle qui ait été observée fut celle qu'Hipparque découvrit en 134 avant Jésus-Christ : le fait a été reconnu inexact : cette prétendue étoile était une comète (1). Mais il n'est pas douteux qu'il ne soit apparu, à diverses époques de l'Histoire, de vraies étoiles nouvelles (on les appelle aussi étoiles

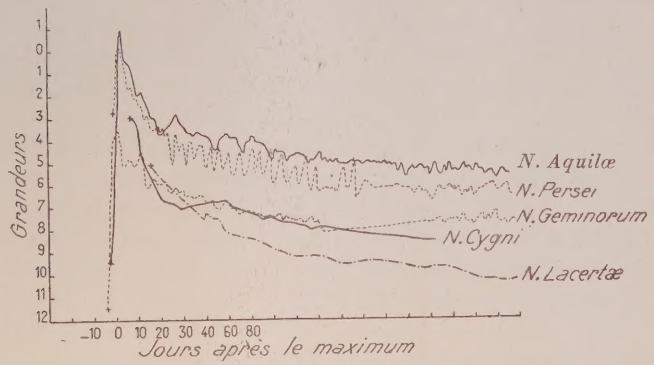


Fig. 187. — Courbes photométriques de diverses Novæ.

temporaires ou Novæ) : un des exemples les plus fameux est la Nova de 1572, dans Cassiopée, qui fut aussi brillante que Vénus et annonça, dit-on, la Saint-Barthélemy. Des listes chronologiques ont souvent été publiées : elles ne nous apprennent pas grand'chose et nous les laisserons de côté pour l'instant.

Les faits se présentent presque toujours de même. Là où

(1) J. K. Fotheringham, *Monthly Notices*, t. LXXIX, 1919, p. 162.

il ne semblait y avoir aucune étoile, on en voit tout à coup briller une qui atteint en peu de jours un éclat allant parfois jusqu'à la visibilité en plein midi, puis décroît par soubresauts pour disparaître enfin d'ordinaire au bout de quelques mois (fig. 187). C'est ce qui eut lieu par exemple pour les novæ les plus récentes et les mieux étudiées : celles de la Couronne Boréale (1866), du Cygne (1876), du Cocher (1892), de Persée (1901), des Gémeaux (1912), jusqu'à la Nova de l'Aigle (1918) et celle du Cygne de 1920.

On peut se demander si, à la place où apparaît une nova, aucune petite étoile n'existait déjà. La réponse est difficile, car les astres faibles sont rarement catalogués. En tout cas, on ne peut pas dire qu'il y ait un seul exemple authentique d'étoile *sûrement* nouvelle qui ait surgi dans le Ciel à une époque connue et y soit restée depuis constamment visible. Inversement d'ailleurs, il n'y a pas davantage d'étoiles qui, une fois cataloguées, aient ensuite disparu : celles qu'on cite correspondent en général à des erreurs qu'on retrouve presque toujours quand on prend la peine de les chercher. En fait, dans un certain nombre de cas avérés, on est sûr que la nova, avant de devenir si brillante, existait déjà au même endroit, avec un éclat plus modeste. Ainsi la Nova de la Couronne Boréale de 1866 était sans doute antérieurement de 5e grandeur, celle de l'Aigle de 1918 avait déjà été photographiée en 1888 (et des centaines de fois depuis) dans différents observatoires (1) : elle était alors de grandeur 10,5.

Les « étoiles temporaires » existaient donc sans doute avant leur paroxysme ; elle subsistent après et on peut d'ordinaire les suivre à la lunette. Les novæ de ces dernières années sont en général devenues de petites étoiles inférieures à la 13e grandeur et on les voit encore presque toutes (2).

2° Fréquence et distribution des novæ. — Le degré de fréquence du phénomène n'est guère connu que depuis la surveillance continue du Ciel entreprise à Harvard College et

(1) *Harvard College Observatory, Circular n° 208*, 1918.
(2) J. Bosler, Les Etoiles Nouvelles, *Revue Générale des Sciences*, t. 29, 1918, p. 633.

grâce à laquelle les découvertes de novæ se sont surtout multipliées. On en aperçoit peut-être chaque année 9 supérieures à la 10e grandeur (1). En tout, depuis le temps des Grecs jusqu'en 1922, 34 novæ authentiques, visibles à l'œil nu, ont été signalées ; on en trouve actuellement de semblables 3 ou 4 tous les 10 ans, sans parler des télescopiques et a fortiori des très petites novæ qu'on découvre constamment dans les nébuleuses spirales (2).

Les novæ sont en général assez lointaines ; leurs parallaxes, quand on peut les évaluer, sont très faibles et partant leurs grandeurs absolues très grandes : M. Lundmark (3) a trouvé comme moyenne de 22 déterminations une grandeur absolue de — 6,2, sans doute peu éloignée de la vérité.

La distribution des novæ dans le Ciel est extrêmement curieuse. Presque toutes se sont montrées, soit dans la Voie Lactée ou dans ses ramifications (par exemple dans les Nuées de Magellan) soit dans des nébuleuses spirales. Sur 26 novæ bien repérées et visibles à l'œil nu, une seule, celle de 1866 dans la Couronne Boréale, n'appartenait pas à la Voie Lactée. Cette prédilection des novæ pour la Voie Lactée est d'autant plus significative qu'on la retrouve, nous le verrons, chez les autres corps célestes qui leur sont apparentés.

3. Spectres des novæ. — Les spectres des novæ diffèrent d'un cas à l'autre dans les détails; mais, dans l'ensemble, ils se ressemblent tous et leurs vicissitudes sont toujours à peu de chose près les mêmes.

1° La phase de début est difficile à saisir au vol. On sait cependant maintenant que le spectre est à ce moment analogue à celui des étoiles ordinaires : fond continu coupé de raies noires, généralement assez fines et appartenant à des éléments tels que l'Hydrogène ou les métaux les plus habi-

(1) D'après les statistiques de M. S. Bailey à Harvard College, citées par M. K. Lundmark dans son article « Some facts and suggestions concerning Novæ », *Publications of the Astr. Soc. of the Pacific*, t. XXXV, 1923, p. 111.

(2) Rien que dans la Nébuleuse d'Andromède, on en avait signalé 69 jusqu'en 1926.

(3) *Loc. cit.*, p. 106.

tuels. On eut la chance d'observer ce spectre dans la Nova de l'Aigle de 1918 : il était du type B_8.

2° L'éclat de l'étoile augmentant, le spectre assez banal qui précède fait place à un autre plus caractéristique. Le fond continu s'affaiblit et quelques raies brillantes très larges apparaissent, qui appartiennent à l'Hydrogène surtout, mais aussi à l'Hélium ou au Calcium ou encore au Sodium, au Magnésium, au Fer ... ou à d'autres métaux : ce sont en général des raies renforcées qui se retrouvent dans les étoiles de la série ascendante de Lockyer et de Russell (dans α Cygni par exemple) (1) ainsi que dans la chromosphère solaire. A ces raies brillantes sont accolées, *toujours du côté du violet*, des raies obscures. Si le principe de Doppler suffit à lui seul — ce qui n'est pas absolument sûr — à expliquer ce phénomène, il montre que nous avons affaire à une couche de gaz relativement froids qui, entourant un astre lumineux, s'en éloignent dans toutes les directions (2) à la façon d'une onde explosive (fig. 188). En tout cas les vitesses radiales ainsi trouvées sont formidables : ce sont les plus fortes qu'on rencontre en Astronomie : nous avons observé en 1918 (3) dans la Nova de l'Aigle, une vitesse de 2.300 km./sec., soit 100 fois supérieure aux vitesses moyennes propres des étoiles.

Fig. 188.

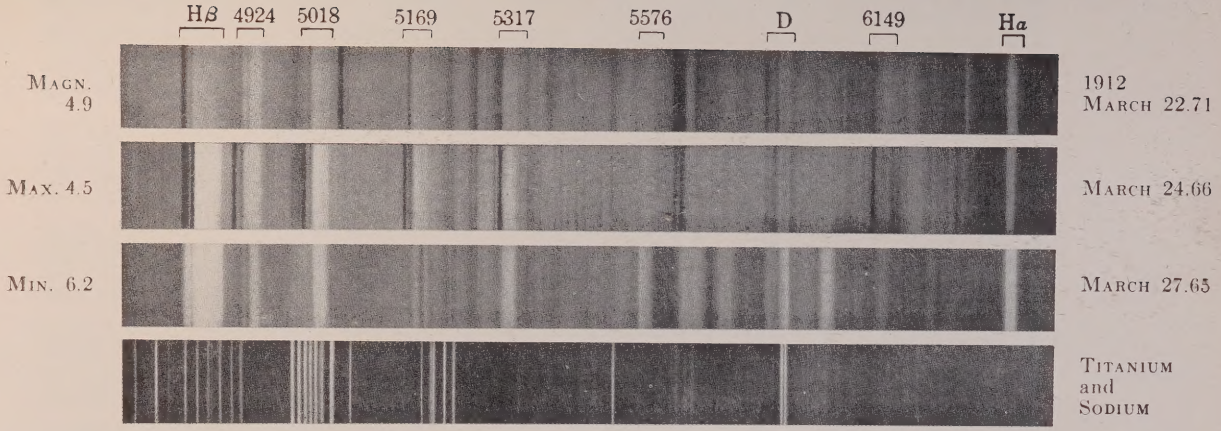
Les raies brillantes de chaque radiation ainsi dédoublée sont généralement décalées vers le rouge : elles ne le sont pas toujours et occupent parfois leur position normale, comme l'exemple de 1918 suffit à le montrer. Les méprises s'expliquent par ce fait que la raie noire est invariablement, elle, à la place que lui assignent le principe de Doppler ou les autres causes de modifications spectrales (effets de pres-

Fig. 189.

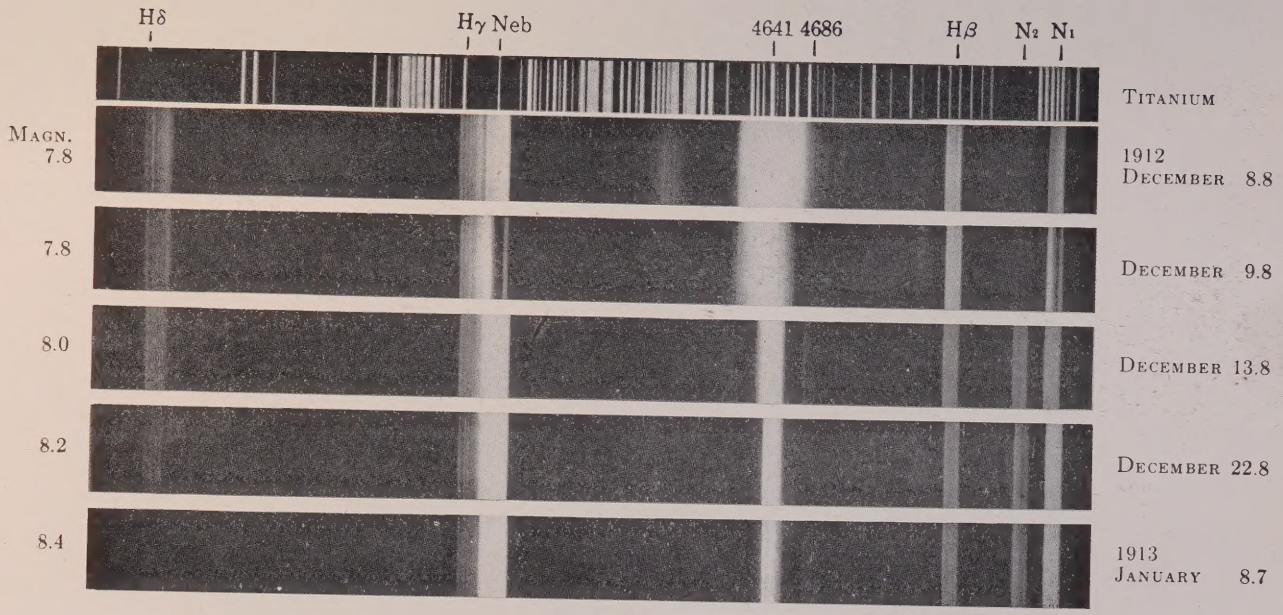
(1) H. F. Newall et F. J. M. Stratton, *Monthly Notices*, t. LXXIII, 1913, p. 380.

(2) Ce qui peut tenir à la température très élevée du corps incandescent.

(3) J. Bosler, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 166, 1918, p. 1042.



Spectre visuel de Nova Geminorum II. — Phase du maximum d'éclat (R. H. Curtiss).



Spectre photographique de Nova Geminorum II. — Phase nébulaire (R. H. Curtiss).

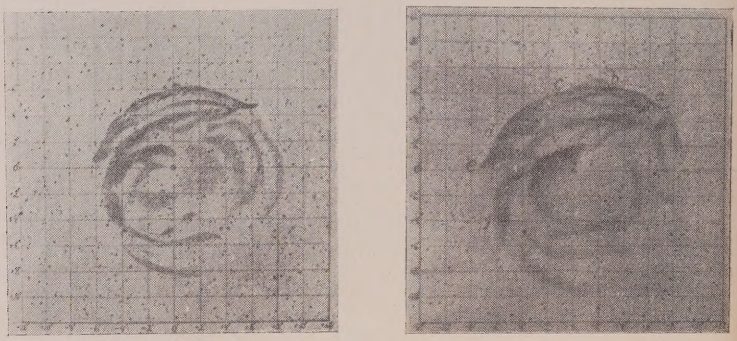
sion etc.). Mais la large radiation brillante est fort altérée par la présence de sa voisine sombre qui empiète sur un de ses bords (1) et lui fait par suite attribuer dans l'autre sens un déplacement sûrement exagéré, pouvant même n'avoir rien de réel (fig. 189).

3° Tout cela ne s'observe que durant les premières semaines. La nova perd ensuite peu à peu son intensité et les changements progressifs qui surviennent par la suite, accompagnés d'énigmatiques variations d'éclat, vaguement périodiques, sont peut-être plus intéressants encore (Pl. XXXIV). Le fond du spectre s'affaiblit par degrés, laissant ressortir davantage les raies brillantes. On voit alors poindre, puis s'affirmer (Pl. XXXV) les radiations vertes, bleues ou ultra-violettes propres aux nébuleuses : λλ 5007, 4959, 4363, 3727. A la fin celles-ci subsistent seules, les autres ayant disparu petit à petit et l'étoile elle-même semble s'évanouir. Souvent on la retrouve, à quelque temps de là, remplacée par une nébuleuse planétaire « gazeuse » à diamètre apparent. Par exemple la Nova du Cocher de 1892 est devenue un petit nuage de 3″ de diamètre ; celle du Sagittaire de 1890, depuis 1906, est une nébuleuse de 1″; celle de Persée de 1901 était, à la fin de 1917, une nébulosité de 17″; la Nova n° 1 des Gémeaux de 1903, a depuis lors, l'aspect d'un petit flocon de 3″8, etc... Mais, même lorsque ces nébulosités échappent à nos lunettes, l'examen des spectres montre que la phase nébulaire finit *toujours* par être atteinte : les rares cas où elle n'a pas été signalée concernent tous des étoiles trop récentes ou excessivement faibles. C'est là un point très important, qui ne saurait manquer de retenir l'attention.

4. La nébuleuse de la Nova Persei de 1901. — L'étoile nouvelle de Persée de 1901, l'une des plus belles qu'on ait vues avant celle de l'Aigle de 1918, vint illustrer ces faits d'une manière éclatante.

(1) C'est ce qui a lieu pour Mira Ceti où les raies de l'Hydrogène sont brillantes, sauf H_ε très voisine de la raie sombre K du Calcium et qui est *entièrement* effacée par cette dernière (Voir Scheiner, *Populäre Astrophysik*, éd. 1908, p. 650).

Découverte le 22 février 1901, l'étoile était parvenue en quelques heures à la grandeur 0,1 ; puis elle avait décrû assez capricieusement. En juillet, la transformation en nébuleuse paraissait, au spectroscope, complète. Mais, le 23 août, M. Max Wolf (1) prit deux clichés de la région et trouva la nova entourée d'une sorte de nuage insolite. Le 20 septembre, puis les 7 et 13 novembre, M. G. W. Ritchey photographia de son côté la nova en Amérique (2) : il reconnut avec étonnement que la matière nébulaire, d'un diamètre apparent



20 sept. 1901 13 nov. 1901

Fig. 190. — Nébulosité à mouvement apparent autour de Nova Persei (1901) (d'après G. W. Ritchey).

de 15′, qui entourait l'étoile, s'en éloignait à raison de 1″,7 par jour, à la façon des ondes provoquées dans l'eau par la chute d'une pierre (fig. 190). La distance déjà parcourue indiquait que le début du phénomène remontait approximativement à l'époque de l'apparition de la nova. La parallaxe de celle-ci étant sûrement inférieure à 0″,01, le mouvement avait dû s'effectuer avec une vitesse analogue à celle de la lumière.

Des vitesses aussi colossales étaient inconnues en Astronomie : seuls les rayons β du Radium peuvent en approcher et rien jusqu'alors — et même jusqu'à maintenant — n'est

(1) *Astronomische Nachrichten*, t. 156, 1901, n° 3736, p. 253.
(2) *Astrophysical Journal*, t. XIV, 1901, p. 292 et t. XV, 1902, p. 129.

venu *prouver* l'existence de pareils déplacements dans le Ciel. Fallait-il donc admettre que la nova émettait ainsi de tous côtés des torrents d'électrons ? On aima mieux supposer que la nébuleuse existait déjà avant de devenir visible et que c'était la lumière, réfléchie par elle, de la conflagration qui l'illuminait peu à peu en s'y propageant.

M. Ch. Fabry (1) a apporté à cette interprétation un appui considérable en montrant toute la puissance des effets de la diffusion de la lumière par les gaz. C'est ainsi que la réflexion de la lumière solaire sur les seules molécules d'une masse gazeuse, placée à la distance du Soleil, 10 fois plus petite que lui en diamètre et de densité 10^{-14} (par rapport à l'eau) (2), suffirait à la rendre visible de la Terre.

Les gaz nébulaires entourant la Nova Persei pouvaient donc être excessivement raréfiés. Les photographies de Ritchey semblent pourtant démentir cette explication : on s'imagine y voir la matière progresser en conservant ses contours et ses filaments. Il se pourrait toutefois qu'autour de la nova la matière obscure fût répartie en traînées analogues aux filaments du « Network » du Cygne (Pl. XXXVIII) et orientées çà et là vers l'étoile : la lumière, en éclairant celles-ci par tranches successives assez minces — puisque la conflagration n'a duré que quelques jours — donnerait alors l'illusion de corps nébuleux en mouvement dans le sens de la propagation et disposés comme on le voit sur les clichés.

La nova de 1918 a révélé en plus petit le même phénomène que celle de 1901. En 1920 elle présentait un diamètre de $3''{,}8$ qui allait en croissant proportionnellement au temps : les observations de MM. W. W. Campbell (3) et E. E. Barnard donnent en effet la série des diamètres suivants : octobre 1917 : $0''{,}65$; novembre 1918 : $1''{,}2$; décembre 1918 : $1''{,}8$; juin 1920 : $4''$; enfin $5''$ en 1921 (4).

(1) *Journal de Physique*, 5e série, t. VII, 1917, p. 94. — Voir aussi plus haut p. 430 et plus bas pp. 639 et 681.

(2) C'est-à-dire des milliers de fois plus ténue que les meilleurs vides cathodiques.

(3) *Harvard College Observatory*, *Bulletin* no 721 (1920).

(4) *Monthly Notices*, t. LXXXII, 1922, p. 272.

5. Période finale. — Le stade nébulaire n'est, dans l'évolution des novæ, pas le dernier. Tandis que les raies de l'Hydrogène persistent, celles des nébuleuses s'effacent peu à peu et sont bientôt remplacées par la radiation de l'Hélium ionisé, λ 468 et surtout par la bande d'origine inconnue λ 464. C'est là un signe de très haute température qui se retrouve dans les étoiles de Wolf-Rayet.

A la longue, la nova continue à s'affaiblir ; les raies nébulaires s'évanouissent tout à fait ; les dernières raies brillantes s'étalent et le spectre continu, qui reparaît lentement, finit par subsister seul. L'étoile, devenue trop faible, cesse alors d'être observable au spectroscope, même au prisme-objectif : il ne reste plus qu'à la photographier de temps à autre pour constater son existence ou ses variations d'éclat.

Un fait capital paraît résulter des recherches de ces dernières années. Comme la phase nébulaire, celle du type de Wolf-Rayet finit toujours, tôt ou tard, par être atteinte (1). On l'a constatée pour toutes les novæ pour lesquelles on a pu disposer des quelques années (et des puissants instruments) nécessaires à sa vérification.

6. Retour sur les étoiles de Wolf-Rayet. — Nous avons déjà mentionné ces petites étoiles qui, au nombre de 150 à 200 au plus, forment les types O_a, O_b, O_c, de la classification de Harvard. La richesse de leur lumière en rayons ultra-violets leur fait attribuer une température plus élevée qu'à toutes les autres étoiles. On les place ordinairement tout au début de la classification stellaire. La vérité est qu'on n'a longtemps pas su où les mettre. On n'était d'ailleurs guère mieux informé sur les nébuleuses « gazeuses » de la classe P, que leurs fortes vitesses radiales incitent à ranger après les étoiles rouges, par une sorte d'extension de la loi découverte

(1) Voir notamment : W. S. Adams et F. G. Pease, *Astrophysical Journal*, t. XL, 1914, p. 296. — Et aussi : J. Bosler, article cité. On trouvera dans cet article la bibliographie pour les Novæ suivantes : N. Coronæ 1866, N. Cygni 1876, N. Aurigæ 1892, N. Normæ 1893, N. Carinæ 1895, N. Sagittarii 1898, N. Persei 1901, N. Geminorum 2, 1912. Pour N. Aquilæ 1918, voir A. L. Cortie, *Monthly Notices*, t. LXXX, 1919, p. 205.

par M. Campbell, alors que l'hypothèse de Laplace en aurait fait plus volontiers des Soleils en formation.

La distribution dans le Ciel des étoiles de Wolf-Rayet mérite d'être soulignée : toutes, sans exception, sont dans la Voie Lactée, dans ses ramifications ou dans les Nuées de Magellan, qui forment dans l'hémisphère austral de grosses agglomérations d'étoiles fort analogues, comme composition, à la Voie Lactée.

Les parallaxes de ces astres, faibles en général comme leurs mouvements propres, les placent à de grandes distances de nous et leur assignent, dans l'ensemble, de grands éclats absolus.

Une étude spectroscopique minutieuse, entreprise en 1894 par M. W. W. Campbell (1), nous a appris combien les étoiles de Wolf-Rayet diffèrent les unes des autres. L'Hydrogène s'y rencontre très fréquemment, l'Hélium aussi; mais leur seul caractère commun à toutes est peut-être la présence de deux ou trois fortes raies brillantes $\lambda\lambda$ 4686, 4650 et 4640 dont la première est due, on le sait maintenant, à l'Hélium ionisé. A part cela, les étoiles de Wolf-Rayet présentent presque tous les types de spectres brillants possibles, depuis les nébuleuses « gazeuses » jusqu'au spectre continu, plus ou moins nettement parsemé de bandes brillantes et parfois même dénué de tout détail saillant.

Les recherches spectroscopiques ne nous ont donc guère renseignés sur le rôle évolutif de ces astres et le problème posé au début n'est toujours pas résolu. Toutefois l'étude des dernières étoiles temporaires nous a éclairés sur un point décisif.

7. Parenté des novæ avec les nébuleuses planétaires et les étoiles de Wolf-Rayet. — Les novæ, les nébuleuses planétaires et les étoiles de Wolf-Rayet semblent bien n'être que des aspects divers d'un phénomène unique.

(1) *Astronomy and Astrophysics*, t. XIII, 1894, p. 448. Voir aussi : Mrs. Fleming. *Annals of Harvard College Observatory*, t. LVI, n° VI, p. 165; J. Bosler, *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences*, t. 160, 1915, p. 124.

D'abord la répartition dans le Ciel des trois espèces d'astres est la même. Nous venons de voir que les étoiles de Wolf-Rayet, comme toutes les novæ (à une exception près), sont toutes dans la Voie Lactée ou ses dépendances ; les nébuleuses planétaires manifestent, nous le verrons (Chap. VIII), la même prédilection.

Un autre fait suggestif est celui-ci : on voit passer les spectres des novæ par tous les aspects variés que nous offre la classe O, y compris l'absence totale de radiations distinctes et les raies observées sont en général les mêmes. Mais il y a plus : on a constaté dernièrement que le spectre des étoiles de Wolf-Rayet évoluait lui aussi — à l'encontre des autres — très rapidement avec le temps (1). Le phénomène est bien entendu progressif et très rapidement ne signifie pas ici à vue d'œil ; mais les changements signalés sont indéniables et quelques dizaines d'années sont peu de chose en Astronomie.

Les novæ, avons-nous dit, finissent toujours par atteindre le stade nébulaire. Or on a trouvé des intermédiaires entre les nébuleuses planétaires et le type de Wolf-Rayet. Le diamètre apparent, affaire de distance, importe peu ; il y a des étoiles nébuleuses comme des nébuleuses stellaires. Mais les spectres des deux groupes de corps célestes se ressemblent beaucoup ; la présence ou l'absence du Nébulium (raies vertes λ 500 et 496, doublet ultra-violet λ 373) permet seule de les distinguer : or ce caractère n'a rien d'absolu.

La célèbre étoile de Campbell 3639 BD + 30° le montre bien. C'est une des plus curieuse de la classe O. Elle a un diamètre apparent sensible et est entourée d'une atmosphère de 5″ de diamètre, observable au spectroscope en lumière rouge H_α (de la même manière qu'on étudie les protubérances solaires par la méthode de la fente large). Dans le spectre de cette étoile, le doublet nébulaire λ 373 est extrêmement intense ; mais la raie verte classique λ 500 est si faible qu'avant 1914 elle avait échappé à toutes les investigations en dépit de l'emploi de plaques orthochromatiques :

(1) Max Wolf, *The Observatory*, t. XL, 1917, p. 66 et *Nature*, t. XCVI, 1916, p. 521. — C. D. Perrine, *Astroph. Journ.*, t. LII, 1920, p. 39.

elle a été cependant aperçue à Lick par M. Wright (1). Par contre, on connaît des nébuleuses indiscutables où, malgré l'éclat des raies ultra-violettes λ 373, cette même raie verte λ 500 reste pareillement à peu près invisible : telles sont par exemple les parties extérieures de la nébuleuse d'Orion (2).

D'ailleurs les plus belles nébuleuses planétaires « gazeuses » montrent d'ordinaire, nichée en leur centre comme l'insecte dans son cocon, une petite étoile de Wolf-Rayet entourée de gaz nébulaires, eux-mêmes environnés d'une épaisse atmosphère d'Hydrogène — exactement comme l'étoile de Campbell. La nébuleuse annulaire de la Lyre en est un exemple.

Les étoiles de Wolf-Rayet subissent, on l'a vu, dans leurs spectres, des changements. Les nébuleuses « gazeuses », dont on croyait autrefois l'éclat toujours constant, offrent en fait, elles aussi, des cas de variabilité (3) : elles ont alors généralement dans leur voisinage une étoile à raies brillantes. De plus ces nébuleuses sont toutes à proximité de régions obscures (4) du Ciel, ce qui tient sans doute, comme le montrera le Chapitre suivant, à ce que la matière cosmique non lumineuse n'est pas étrangère à leur formation. Les étoiles de Wolf-Rayet partagent de même cette prédilection pour les « trous » sombres de la Voie Lactée (5). Nous verrons bientôt la portée de cette double remarque.

Tous ces faits réunis corroborent manifestement la conclusion annoncée : selon toute apparence, la plupart des étoiles de Wolf-Rayet et des nébuleuses planétaires, sinon toutes, ne sont que les vestiges affaiblis des immenses cataclysmes qu'ont éprouvés jadis les novæ apparues au cours des siècles passés.

(1) *Astrophysical Journal*, t. XL, 1914, p. 466.

(2) Et aussi par exemple la nébuleuse qui relie les Pléïades, ainsi que les petites nébuleuses : 1172 BD—12°; N. G. C. 1977 et 7023.

(3) Voir page 636.

(4) *Proceedings of the National Academy of Sciences of Washington*, t. 2, 1916, p. 230.

(5) K. Lundmark, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXV, 1923, p. 98.

8. Interprétations proposées des novæ. — Quel est maintenant, au juste, ce phénomène qui paraît avoir dans l'Univers de si formidables conséquences? Il faut bien avouer que nous en sommes réduits là-dessus à des hypothèses. Une foule de celles qui ont été proposées, arbitraires ou absurdes, ne sauraient guère être discutées : il n'est que trop aisé, en pareille matière, de faire œuvre d'imagination.

Il semble difficile d'échapper à cette idée que des rencontres de corps célestes interviennent ici *en quelque manière*. Beaucoup de classes d'astres affectionnent les régions galactiques (1) (étoiles de classe A, étoiles à Hélium, etc.). Mais leur concentration n'est jamais très forte, jamais aussi forte, en tout cas, que pour les novæ ou les étoiles de Wolf-Rayet. Or, si la naissance d'une nova était indépendante des astres voisins, le nombre des cas observés serait simplement proportionnel à celui des étoiles de la région : il n'y aurait pas concentration *relative*. Au contraire, dans un système contenant, par unité de volume, n étoiles de vitesses distribuées au hasard, le nombre total des chocs par unité de temps est proportionnel (2), non pas à n mais à n^2, ce qui correspondrait fort bien à la netteté des faits constatés. Nous sommes ainsi amenés à penser que des chocs doivent avoir lieu, soit entre deux étoiles soit entre une étoile et une nébuleuse, mais, de toute façon, entre corps célestes déjà concentrés eux-mêmes dans la Voie Lactée.

Une rencontre de deux étoiles obscures (S. Arrhénius) (3) ne saurait rendre compte des faits. Il y a peut-être de telles étoiles (4) ; mais elles ne sont sans doute pas plus nombreuses que les autres. Or nous avons vu (5) que, si l'on considère

(1) Voir page 678.

(2) Le nombre de chocs (cf. p. 585) qu'une étoile donnée éprouve par unité de temps est $\sqrt{2}\pi\sigma^2 n$; si V est le volume total de notre système le nombre *total* des chocs par unité de temps doit être en moyenne $\sqrt{2}\pi\sigma^2 n \times \mathrm{V}n$.

(3) *L'Évolution des Mondes*, traduction T. Seyrig, Paris, Béranger, 1910, p. 169

(4) Encore n'est-ce pas sûr : les couples à éclipses n'ont jamais révélé d'astres *complètement* obscurs (Voir page 592). Voir encore page 677.

(5) Voir page 585.

comme se heurtant deux astres passant à une distance l'un de l'autre égale au diamètre de l'orbite de Neptune, une étoile donnée ne subit de choc que tous les 730 milliards d'années en moyenne. S'il y a 2 milliards d'étoiles, cela fait une rencontre tous les 365 ans. C'est beaucoup trop peu : il faudrait qu'il y eût mille fois plus d'étoiles obscures que de brillantes (1). Et de plus l'énergie dégagée serait trop formidable pour se dissiper en quelques jours...

Cette même objection paraît s'opposer à l'idée d'énormes marées internes que provoquerait dans une étoile le passage d'une autre étoile à proximité. On expliquerait cependant ainsi assez bien, croit-on, le spectre des novæ : les hautes pressions des gaz éruptifs déplaceraient leurs raies vers le rouge ; une fois refroidis, ils formeraient une atmosphère absorbante en mouvement radial, dont les raies seraient sombres et décalées vers le violet (2). Malheureusement la phase nébulaire resterait sans interprétation nette. Chose plus grave encore : les phénomènes de marées ne sont pas brusques mais bien lentement progressifs et ce n'est pas ce genre de forces qui nous ferait comprendre que la luminosité de la nova de 1918 ait pu varier en 6 jours dans le rapport de 1 à 100.000.

On a aussi parlé — M. W. H. Pickering (3) en 1918 — de la rencontre possible d'une étoile obscure avec un astéroïde de masse comparable au 1/100e de celle de la Terre. Cette hypothèse, assez arbitraire, n'explique visiblement qu'une partie des faits : nous ne la signalons qu'en raison des discussions qu'elle a soulevées.

9. Hypothèse de la rencontre d'une étoile et d'une nébuleuse. — Une autre interprétation bien meilleure a été proposée par H. von Seeliger en 1892, puis par W. E. Wilson et reprise par J. C. Kapteyn en 1901 (4). Il y aurait rencontre

(1) F. A. Lindemann, *Monthly Notices*, t. LXXV, 1915, p. 178.

(2) H. Deslandres, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 154, 1912, p. 1321.

(3) *Popular Astronomy*, t. XXVI, 1918, p. 599.

(4) *Astronomy and Astrophysics*, t. XI, 1892, p. 907 (Seeliger) et *Astronomische Nachrichten*, t. 157, 1901, no 3756, p. 201 (Kapteyn

d'une étoile faible avec une de ces nébuleuses obscures (1) qui forment les trous noirs (« coal sacks ») de la Voie Lactée.

L'idée repose sur des bases solides : l'existence des corps supposés est certaine ; leurs possibilités de choc ne le sont pas moins : les masses nébulaires étant énormes, les rencontres doivent être beaucoup plus fréquentes que dans le cas de deux étoiles. De plus ce doit être en général la nébuleuse qui va à la rencontre de l'étoile plutôt que l'inverse, car la vitesse moyenne des nébuleuses est plus grande : on comprend ainsi que la présence d'une petite étoile ait souvent pu être reconnue à l'endroit même (2) où devait apparaître une nova. Enfin, les « sacs à charbon », les trous noirs en question, étant surtout concentrés dans le plan galactique, il est naturel que la répartition des novæ obéisse à une loi analogue, et qu'elles semblent même affectionner, comme on l'a vu, leur voisinage.

Le cataclysme ressemblerait, en très grand, à l'embrasement d'un météore à travers l'atmosphère terrestre. Un aérolithe solide, arrivant à une vitesse de plusieurs dizaines de kilomètres par seconde, s'enflamme par frottement dans l'air raréfié, à une altitude où la densité ne doit pas dépasser le 500.000e de sa valeur (3) au niveau de la mer : la matière nébuleuse n'aurait donc pas besoin d'être compacte et l'échauffement serait tout superficiel, ce qui en expliquerait le peu de durée. D'ailleurs les spectres des bolides ressemblent à ceux des étoiles nouvelles : E. C. Pickering y a trouvé les raies brillantes de l'Hydrogène et de l'Hélium, gaz dont la haute atmosphère est sans doute presque entièrement formée (4). C'est précisément ce qui aurait lieu pour les novæ, dont beaucoup de raies appartiendraient non à l'étoile, mais à la nébuleuse.

(1) Voir page 638.

(2) Il est à noter qu'à la distance où la parallaxe serait 0″,01 une vitesse de 30 km./sec. ne produit qu'un mouvement propre inférieur à 1″ en 15 ans et encore peu appréciable. — D'ailleurs le frottement doit tendre à arrêter tout mouvement relatif de l'étoile et de la nébuleuse.

(3) J. H. Jeans, *The Dynamical Theory of Gases*, éd. 1916, p. 356.

(4) Voir page 449.

Les oscillations de faible amplitude de l'éclat des novæ sont en outre tout à fait comparables à celles des étoiles filantes qui, dans leur course si brève, subissent des alternances très visibles de luminosité (1).

Le phénomène dont la Nova Persei a été le théâtre s'interpréterait de lui-même par l'illumination progressive de la nébulosité préexistante. L'apparition des raies nébulaires, si difficile à expliquer, serait ici toute naturelle : le gaz qui les émet étant déjà présent, le frottement ne ferait que le porter à l'incandescence. Enfin, comme l'observation le montre, on ne devrait l'apercevoir qu'après l'Hydrogène qui constitue la couche périphérique des nébuleuses gazeuses.

En fait, beaucoup de nébuleuses brillent d'une lumière réfléchie. M. V. M. Slipher (2) a montré à Flagstaff que dans les Pleïades la nébulosité qui entoure Mérope et Maïa offre, en très affaibli, le spectre de ces étoiles ; cet astronome et ceux du Mont Wilson ont trouvé bien des exemples analogues. Un des plus frappants peut-être est le cas de la nébuleuse (3) N. G. C. 2261 dont l'éclat varie avec celui d'une étoile visible en son centre, R. Monocerotis, laquelle est apparentée par son spectre aux étoiles de Wolf-Rayet. Les autres nébuleuses galactiques sont presque toutes dans ce cas (4). Leur lumière est, selon toute vraisemblance, empruntée à l'étoile centrale, laquelle n'est souvent elle-même qu'une ancienne nova.

10. Caractère très général du phénomène. — L'interprétation de Seeliger a donc bien des chances d'être exacte. Elle n'est cependant pas rigoureusement démontrée. Quel que soit le sort que l'avenir lui réserve, un point récemment mis en lumière domine maintenant toute la question. On croyait, il y a quelques années, les étoiles temporaires très

(1) Voir Pl. XXVIII.

(2) *Popular Astronomy*, t. XXI, 1913, p. 186.

(3) *Lowell Observatory Bulletin*, t. III, 1918, n° 81, p. 63 (V. M. Slipher). — Voir aussi *Contributions of the Mount Wilson Solar Observatory*, 1917, n° 132.

(4) Voir page 639.

exceptionnelles. Un calcul saisissant de M. K. Lundmark (1) nous montre qu'il faut voir en elles, au contraire, un phénomène assez général. Nous avons dit qu'on découvrait environ tous les ans 9 novæ ayant dépassé la 10e grandeur. Admettons qu'il en ait toujours été ainsi : au bout de 300 millions d'années, nous devrions trouver (2) dans le Monde 2.700.000.000 de « vieilles novæ », soit à peu près autant qu'il existe actuellement d'étoiles ordinaires plus brillantes que la 21e grandeur (3)... On pourrait objecter que toutes ces novæ ne sont pas forcément accessibles à nos instruments. Mais, de quelque manière qu'on retourne les faits, on ne peut guère échapper à cette conclusion que toutes les étoiles du Ciel sont destinées à devenir, un jour ou l'autre, des novæ — ou l'ont déjà été. L'étrange cataclysme ne serait alors qu'un accident, passager certes mais presque inéluctable, de la vie de la plupart des étoiles du Système Galactique dont fait partie notre Soleil. Dans certaines régions de ce système tout au moins, la durée normale de l'évolution stellaire doit se trouver de ce chef singulièrement abrégée.

(1) *Loc. cit.*, p. 111.

(2) En laissant de côté les étoiles qui seraient passées deux ou plusieurs fois par le stade de nova.

(3) Chapman et Melotte arrivent à un total de 1.800 millions d'étoiles de 21e grandeur ou plus brillantes, M. van Rhijn trouve 3.300 millions.

CHAPITRE VIII

LES NÉBULEUSES GALACTIQUES

1. Diverses sortes de nébuleuses. — On aperçoit par endroits dans le Ciel de très petits nuages faiblement lumineux et visiblement fort éloignés de la Terre : ce sont les Nébuleuses. Deux ou trois se voient à l'œil nu, la Nébuleuse d'Andromède et celle d'Orion par exemple ; mais les lunettes nous en ont révélé des centaines de milliers dont les formes régulières ou capricieuses et la lumière laiteuse ou étrangement verdâtre sont un des plus curieux spectacles de la Nature.

On croyait autrefois que tous ces astres se résoudraient en étoiles distinctes le jour où l'on posséderait des instruments assez puissants : de là une classification provisoire, que le spectroscope a rendue surannée, en nébuleuses résolubles et irrésolubles. Les premières ne sont que des amas d'étoiles; il ne s'agira ici que des secondes : Sir W. Huggins a d'ailleurs montré en 1864 que, pour certaines (1) tout au moins, il fallait renoncer à tout espoir de résolution.

On distingue aujourd'hui deux grandes classes de nébuleuses :

1° Les unes, dites *Non-Galactiques*, extrêmement nombreuses, ne s'observent que loin de la Voie Lactée. Nous les appellerons souvent « les Nébuleuses Spirales », bien que ce caractère n'appartienne qu'à la grande majorité d'entre elles. Comme les étoiles, elles ont en général des spectres continus, coupés de raies noires et il nous est permis de

(1) Celles qui ont un spectre de raies brillantes et qui *semblent* par suite à l'état gazeux.

les regarder, avec W. Herschel, comme formées de myriades d'étoiles excessivement lointaines. Leur étude fera l'objet d'un prochain Chapitre.

2° Les autres nébuleuses, les *Galactiques* (1), toujours voisines de la Voie Lactée, sont en très petit nombre, 150 ou 200 tout au plus. Leur spectre ne renferme souvent que quelques raies brillantes isolées sur un fond continu plus ou moins faible ; parfois aussi ce fond constitue à lui seul à peu près tout le spectre. Certains de ces astres sont *diffus*, informes, quelquefois très étendus, telle la Nébuleuse d'Orion. Mais il y a aussi de petites nébuleuses, dites *planétaires*, de forme ronde ou elliptique : la Nébuleuse annulaire de la Lyre (Pl. XXXVI), celle du Dragon en sont des exemples. Entre les nébuleuses diffuses et les planétaires, la transition paraît graduelle, sans démarcation tranchée.

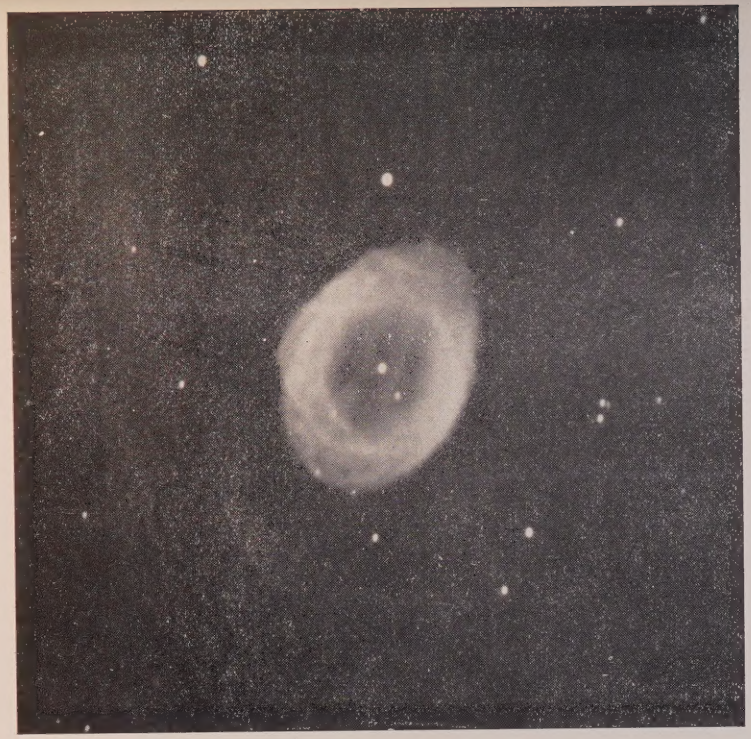
3° Enfin il existe aussi des nébuleuses *Obscures*, non lumineuses par elles-mêmes, qui se rattachent insensiblement aux précédentes, aux diffuses principalement. Telles sont les masses de matière sombre, les trous noirs ou « sacs à charbon » qui se rencontrent par endroits dans le Ciel et dont nous avons parlé déjà à propos des étoiles nouvelles.

2. Les nébuleuses diffuses. — Ces nébuleuses sont principalement concentrées dans le plan galactique ; les quelques exceptions que l'on remarque, telles que la Nébuleuse d'Orion, peuvent sans doute s'expliquer par une proximité relative : un astre presque situé dans le plan de la Voie Lactée (où se trouve approximativement le Soleil) peut, s'il est assez près de nous, nous apparaître fort éloigné *angulairement* du plan en question.

Les nébuleuses diffuses ont le plus souvent des spectres de raies brillantes ; elles ont aussi parfois des spectres continus et tous les intermédiaires entre ces deux types peuvent se rencontrer. Mais ces astres sont presque toujours associés à des étoiles à Hélium (2) (classe B) auxquelles la pho-

(1) Il y a peu de temps encore, on croyait *toutes* ces nébuleuses entièrement gazeuses : ce sont surtout les travaux de M. E. Hubble (voir plus loin, § 10 et ss.) qui ont dissipé cette erreur.

(2) Voir plus loin p. 639.



Nébuleuse annulaire de la Lyre (Pose 1 heure).
(Télescope de 100 pouces, Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

Nébuleuse diffuse N. G. C. H 5146.
(H. D. Curtis, Cliché de l'Observatoire Lick).

« Trifid Nebula » du Sagittaire (Pose 2 h. 30 m.)
(Télescope de 100 pouces, Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

Nébuleuse du « Network » du Cygne, N. G. C. 6960.
(Télescope de 100 pouces, Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

3. — Remarquer, à droite, la diminution de densité des étoiles — On aperçoit aussi une traînée d'étoile filante.

tographie les montre généralement reliés par des filaments invisibles dans les lunettes. Le cas est surtout frappant pour les Pléïades (1) (fig. 191) dont toutes les étoiles apparaissent visuellement distinctes, et que de longues poses révèlent plongées dans une vaste nébulosité leur empruntant sa lumière : les radiations diffusées, étant surtout ultra-violettes, n'impressionnent pas la rétine.

Fig. 191. — Nébulosité diffuse autour des Pléïades.

Les formes de ces nébuleuses sont extrêmement variées. On peut citer comme exemples : outre celles dont nous avons parlé, la « Trifid Nebula » du Sagittaire (Pl. XXXVII) ou les fameux « Networks » (Dentelles) du Cygne (Pl. XXXVIII), aux linéaments si délicats... et bien d'autres encore. Presque toutes ont des dimensions immenses qui passent l'imagination : on vient d'en découvrir qui mesurent 60 ou 80 parsecs de diamètre (2) ; la lumière mettrait plusieurs siècles à les traverser de part en part.

Les nébuleuses diffuses ont de faibles vitesses radiales, de

(1) V. M. Slipher, *Lowell Observatory Bulletin*, t. II, 1912, n° 55, p. 24 ; E. Hertzsprung, *Astronomische Nachrichten*, t. 195, 1913, n° 4679, p. 449.
(2) *Harvard College Observatory, Bulletin n° 816*, 1925.

l'ordre de 10 km./sec. ; elles semblent donc bien faire partie de notre système galactique auquel leur répartition dans le Ciel les rattachait déjà.

3. La Nébuleuse d'Orion. — C'est de beaucoup la plus brillante et la plus vaste : les photographies modernes ont révélé qu'elle s'étend bien au delà de la région des trois étoiles du baudrier δ, ε, ζ (les « Trois Rois »), au voisinage desquelles elle paraît à première vue limitée. Dans certaines directions, ses ramifications vont même d'un bout à l'autre de la constellation.

La matière qui compose la Nébuleuse d'Orion est sans doute excessivement raréfiée. Sa parallaxe n'est sûrement pas supérieure à $0'',01$. Kapteyn avait trouvé (1) $0'',0054 \pm 0'',0009$; rien qu'en lui attribuant la valeur $0'',01$, son diamètre serait 20 millions de fois celui du Soleil. Or si la densité de la nébuleuse atteignait le 1/300.000e de celle de notre atmosphère, sa masse totale vaudrait 100 trillions de fois celle du Soleil et son attraction sur la Terre, à la distance correspondant à la parallaxe $0'',01$ équivaudrait au quart de l'attraction solaire : il en résulterait dans les mouvements planétaires des perturbations inadmissibles. On peut même affirmer sans crainte que la nébuleuse n'a certainement pas une densité cent fois plus faible que le chiffre ci-dessus, c'est-à-dire 3.10^{-8}, par rapport à l'air normal.

Le spectre de la nébuleuse *semble* la révéler d'ailleurs exclusivement gazeuse. Les principaux gaz qu'on y trouve sont l'Hydrogène (2), l'Hélium (quelques raies seulement), l'élément inconnu appelé Nébulium avec ses raies $\lambda\lambda$ 5007, 4959, 4363 ; enfin le corps non moins mystérieux qui donne le doublet ultra-violet λ 3726-3729 et que l'on confond parfois avec le précédent. — Chose curieuse, les gaz qui don-

(1) *Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory*, n° 147 (1918) et n° 156 (1918), p. 12.

(2) L'intensité *relative* des diverses raies (des raies de l'Hydrogène notamment), dans la Nébuleuse d'Orion, a été fort étudiée. — Voir là-dessus : P. Salet, *Spectroscopie Astronomique* (déjà cité), p. 408.

nent lieu à ces diverses radiations ne sont pas uniformément répartis partout. Il suffit, pour s'en convaincre, de prendre une série de photographies à travers des écrans monochromatiques ne laissant passer qu'un domaine limité du spectre et que l'on place devant la plaque : on peut ainsi voir jusqu'où s'étendent respectivement les différents éléments. C'est ce qu'ont fait tour à tour J. E. Keeler, J. Hartmann (1) et G. E. Hale : ils ont constaté que l'Hydrogène s'étend le plus loin, avec le gaz λ 372, peut-être un peu moins répandu. Le « Nébulium » proprement dit est beaucoup plus confiné aux régions centrales. Ces particularités se retrouvent chez les nébuleuses planétaires.

4. Vitesses radiales. — Travaux de MM. H. Buisson, Ch. Fabry et H. Bourget. — Contrairement à ce qui a lieu pour les novæ, même pour les novæ au début du stade nébulaire, les raies spectrales des nébuleuses sont relativement très fines. C'est là un signe de basse température ou de faible densité : il présente l'avantage de permettre d'appliquer à l'étude de

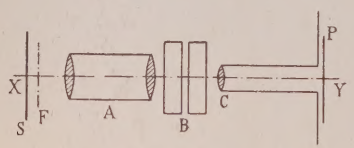


Fig. 192.

ces astres les méthodes de spectroscopie interférentielle qui, on le sait, fournissent les longueurs d'onde avec une extrême précision. Tel a été le but des belles recherches dont nous allons nous occuper (2).

L'instrument employé (Pl. XXXIX) était le grand télescope de l'Observatoire de Marseille, d'ouverture 0 m. 80 et de distance focale 4 m. 50. Le travail a porté sur la raie bleue λ 434 (H_γ) de l'Hydrogène et sur le doublet ultra-violet λ 372, spécial aux nébuleuses.

(1) *Astrophysical Journal*, t. XXI, 1905, p. 389.
(2) *Journal de Physique*, (5), t. IV, 1914, p. 357.

On commença par préparer des écrans monochromatiques permettant d'isoler respectivement les raies λλ 434 et 372 — ou plutôt un domaine spectral suffisamment étroit au voisinage de chacune de ces radiations — tout en arrêtant les autres parties du spectre. L'appareil interférentiel proprement dit fut alors constitué de la manière suivante (fig. 192).

L'image réelle de la nébuleuse se forme dans le plan focal F du télescope, après avoir traversé l'écran monochromatique sélecteur S. Comme il est ici nécessaire d'opérer en lumière parallèle, on rejette cette image à l'infini au moyen d'une double lentille A qui fait l'office d'une lentille simple très convergente dont le foyer serait en F et joue par suite le rôle de collimateur. Les rayons traversent ensuite les deux lames à faces parallèles B, semi-argentées, dans l'intervalle desquelles se font les interférences (fig. 193). Les choses se passent en somme comme si, la nébuleuse ayant un très grand diamètre apparent, on la regardait à travers les deux lames seules : si les rayons normaux 1 et 2 concordent en phase, il n'en va pas de même de ceux ayant traversé les deux lames obliquement et, *si la lumière de la nébuleuse avait partout la même longueur d'onde*, on devrait observer des anneaux d'interférence *ronds*, localisés à l'infini. Ces anneaux, un objectif C les reprend et en donne à son foyer une image P qu'une plaque photographique permet d'enregistrer.

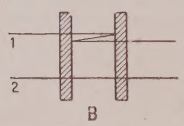
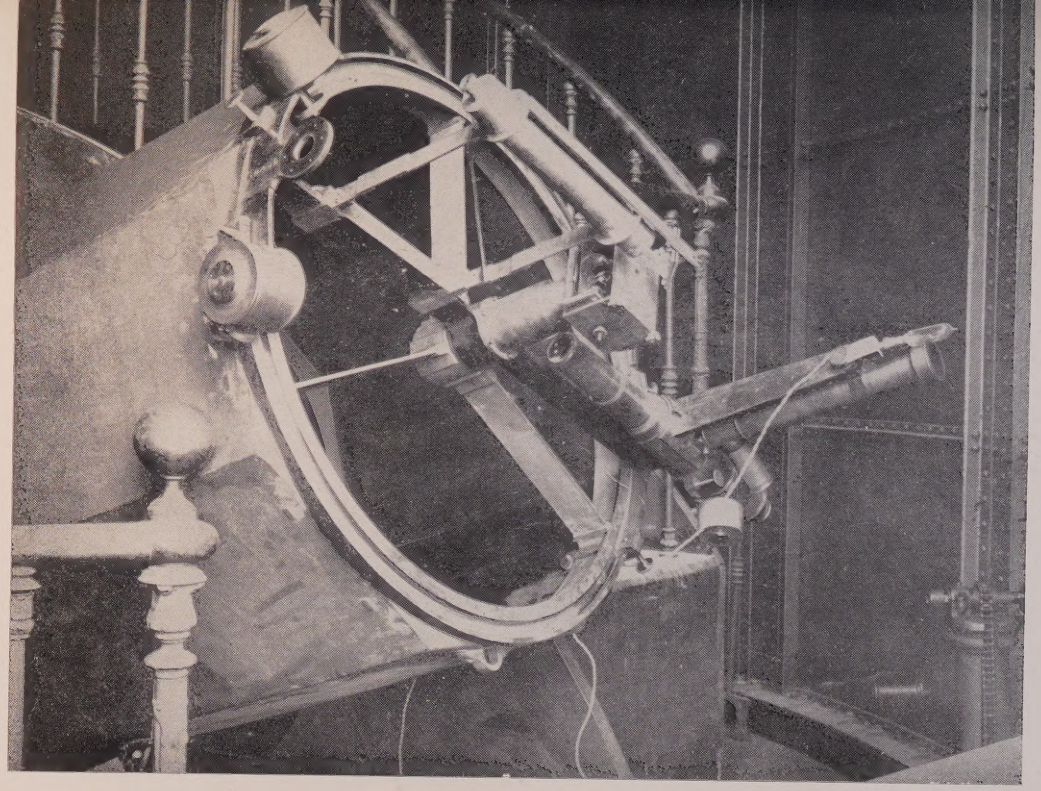


Fig. 193.

Les diamètres des anneaux dépendent de la longueur d'onde exacte de la raie qui les donne. Chaque point de la plaque photographique répond d'ailleurs à un point différent de la nébuleuse et, vraisemblablement, à une vitesse radiale différente ; mais, pour avoir la vitesse correspondant à chaque point, il suffit d'observer de combien l'anneau qui y passe — et ne saurait, d'après ce que nous venons de dire, être rigoureusement circulaire — semble, en ce point, se contracter ou se dilater, quand on substitue à l'image initiale de la nébuleuse une source lumineuse terrestre connue,



Appareil interférentiel de MM. Ch. Fabry, H. Buisson et H. Bourget, monté sur le Télescope de 0 m. 80 de l'Observatoire de Marseille.

donnant la radiation étudiée. — Nous renverrons, pour les détails de la méthode de mesure à employer, souvent appliquée du reste dans les laboratoires, aux traités spéciaux (1).

La raie H_γ des tubes à hydrogène convient particulièrement à cette recherche. MM. Buisson, Fabry et Bourget ont ainsi trouvé que la vitesse radiale de la Nébuleuse d'Orion variait d'un point à un autre de $\pm$ 5 km./sec. La moyenne paraît être $+$ 15,8 km., c'est-à-dire que la nébuleuse s'éloigne du Soleil avec cette vitesse.

La vitesse radiale une fois obtenue, il est devenu possible de mesurer la longueur d'onde exacte, ramenée au repos, des deux raies ultra-violettes λ 372. On a trouvé λ 3726,84 et λ 3728 84, chiffres qui ne correspondent à aucun élément connu et en tout cas certainement pas à une raie de l'Oxygène qu'on avait cru reconnaître autrefois dans ce voisinage.

5. Température de la Nébuleuse d'Orion. — On sait que, d'après la théorie cinétique, la température d'un gaz est proportionnelle à la force vive moyenne de ses molécules. On a ainsi, m étant la masse d'une molécule (2), v la vitesse moyenne quadratique et T la température absolue :

$$\frac{1}{2} mv^2 = \text{KT (avec K = const.)}.$$

Or, d'après le principe de Doppler, les différentes molécules, n'ayant pas toutes la même vitesse, ne peuvent émettre toutes des radiations de longueurs d'onde rigoureusement égales. On peut donc dire que, si les vitesses d'agitation des molécules sont comprise entre $-v$ et $+v$, la largeur de la raie émise est $\frac{2\lambda v}{V}$ (V étant la vitesse de la lumière) ou, d'après la formule précédente : $k\lambda\sqrt{\frac{T}{m}}$, k étant ici une constante facile à calculer a priori.

Or la largeur des raies spectrales s'oppose aux phénomènes

(1) Voir par exemple : Ch. Fabry, *Les Applications des interférences lumineuses*, 1923 (Paris, Editions de la *Revue d'Optique*).

(2) Dans le cas d'un gaz lumineux, nous verrons plus loin que les molécules sont dissociées en atomes.

d'interférences qui produisent les anneaux ; on peut donc l'évaluer en étudiant la visibilité des anneaux à mesure qu'on fait croître la différence de marche, c'est-à-dire l'écartement des deux lames semi-argentées. On trouve ainsi, pour l'ordre d'interférence à partir duquel les anneaux se brouillent, la formule (1) :

$$N = 1{,}22.10^6 \sqrt{\frac{m}{T}} .$$

L'expérience a montré que m était ici non pas la masse moléculaire, mais la masse atomique : autrement dit, dans un gaz lumineux par lui-même, c'est l'atome qui intervient, la molécule chimique étant alors dissociée en ses éléments constitutifs.

Si donc la lumière des nébuleuses provient du rayonnement de leurs atomes, il est possible de se faire, dans chaque cas, une idée de leur température : il suffit, pour l'Hydrogène par exemple, de poser $m = 1$ dans la formule ci-dessus, puis d'observer pour quel écartement des lames les anneaux de H_γ disparaissent. MM. Buisson, Fabry et Bourget ont trouvé pour Orion $N = 10\,000$; ils en ont conclu que la température absolue de la nébuleuse était sûrement inférieure à 15 000°.

Nous disons « inférieure à 15.000° » et non pas égale (comme on l'écrit parfois). Un grand nombre de causes tendent à élargir les raies spectrales, aucune à les amincir ; la plus importante de ces causes est la différence des vitesses radiales des points qui se projettent sur la même ligne de visée. On ne peut donc avoir, par la méthode qui précède, qu'une limite supérieure et la température de la nébuleuse pourrait parfaitement être fort au-dessous du chiffre précité.

(1) *Journal de Physique* (5), t. II, 1912, p. 442. — Les franges disparaissent quand il y a discordance entre les interférences produites par les radiations de longueur d'onde λ et $\lambda + \frac{\Delta}{2}$, Δ étant la « largeur » de la raie. Mais, dans le calcul de cette « largeur » (Schönrock, *Annalen der Physik*, 4e série, t. XX, 1906, p. 995 et t. XXII, 1907, p. 209), il faut tenir compte ici de ce que les vitesses d'agitation sont distribuées suivant la loi de Maxwell. — Pour le coefficient $1{,}22.10^6$, nous renverrons aux mémoires cités.

6. Estimation de la masse atomique des gaz nébulaires. — La formule relative à la disparition des anneaux donne T quand m est connu ; inversement elle peut donner m quand T est connu par une première expérience. La température peut même, dans le cas de deux corps de masses atomiques, l'une connue, l'autre inconnue, s'éliminer complètement. MM. Buisson, Fabry et Bourget ont ainsi constaté que les anneaux d'interférence, qui se brouillent avec l'Hydrogène pour N = 10.000, sont encore visibles pour ce numéro d'ordre avec le gaz λ 372 : ils ne disparaissent alors que pour N = 16.500. Le rapport des poids atomiques du corps émettant le doublet λ 372 à celui de l'Hydrogène semble donc :

$$\frac{16.500^2}{10.000^2} = 2{,}74, \quad \text{soit 3 environ.}$$

L'élément en question, très léger, serait donc dans la classification chimique — à supposer qu'il existe — intermédiaire, entre l'Hydrogène ($m = 1$) et l'Hélium ($m = 4$).

Il en serait sans doute de même du corps susceptible d'émettre la radiation verte λ 5007, c'est-à-dire du Nébulium proprement dit. Les observations photographiques n'étaient ici guère possibles : visuellement, MM. Buisson, Fabry et Bourget ont encore vu des anneaux pour N = 11.000 et estiment la limite de disparition comprise entre ce nombre et 16.500. Le Nébulium aurait alors (?) un poids atomique voisin de 2.

Tout ce qui précède implique — notons-le bien — que nous avons affaire à des phénomènes normaux d'*émission* lumineuse, à l'exclusion de fluorescences du genre de celle qui se manifeste par exemple dans les aurores boréales. Et en fait les travaux récents semblent, on le verra, favoriser plutôt cette dernière hypothèse.

7. Les nébuleuses planétaires. — Ces nébuleuses, souvent fort petites, ne sont sont pas nombreuses. On en connait actuellement environ 150, dont 80 ou 85 assez belles et le reste ne comprend que des astres télescopiques très faibles. Dans l'ensemble, les nébuleuses planétaires sont concentrées

au voisinage de la Voie Lactée ou de ses ramifications : 80 0/0 d'entre elles sont dans ce cas. Nous avons déjà signalé l'importance de cette statistique en ce qui concerne les relations étroites de ces astres avec les étoiles nouvelles.

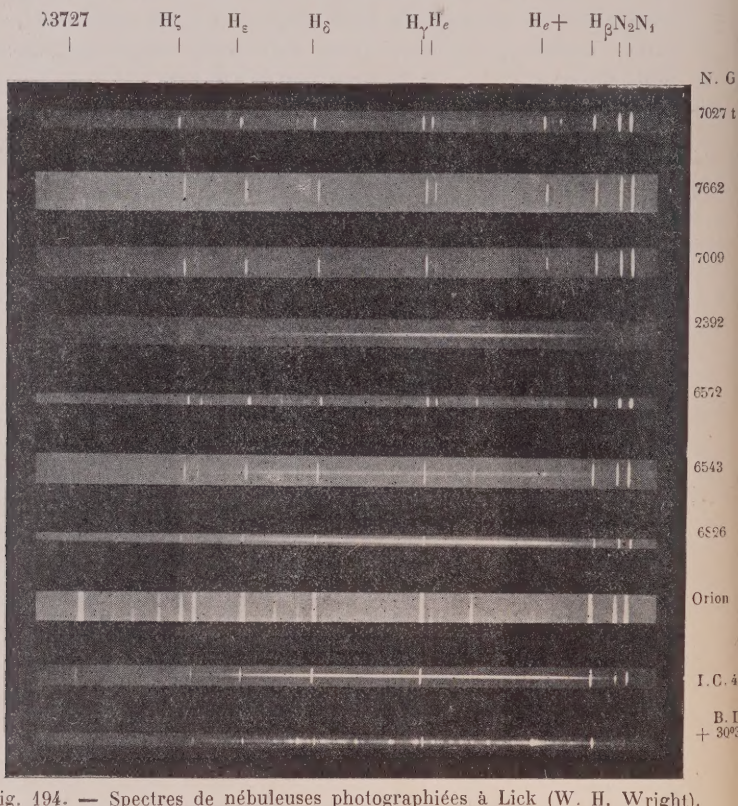


Fig. 194. — Spectres de nébuleuses photographiées à Lick (W. H. Wright).

Les spectres des nébuleuses planétaires, à raies brillantes se détachant sur un faible fond continu, diffèrent de l'une à l'autre et M. W. H. Wright en a fait une classification détaillée (1) ; mais ils ne se distinguent pas en prin-

(1) W. H. Wright, *Proceedings of the National Academy of Sciences of Washington*, t. 1, 1915, p. 591.

cipe de ceux des nébuleuses diffuses. L'Hydrogène, l'Hélium, surtout l'Hélium ionisé, le Nébulium et le gaz ultraviolet λ 372 en forment les constituants les plus habituels (fig. 194).

Tous ces astres présentent la même particularité que l'étoile de Wolf-Rayet signalée par Campbell 3639 BD + 30° et aussi que la Nébuleuse d'Orion. Les divers éléments n'y sont pas entièrement mélangés, mais bien disposés par couches concentriques. Ainsi par exemple, dans la Nébuleuse annulaire de la Lyre, figurent les raies de l'Hydrogène, de l'Hélium, la raie λ 4686 de l'Hélium ionisé et les raies nébulaires λλ 5007, 4959, 4363 et 372. Or, avec un spectroscope à fente, pointé sur le centre de la nébuleuse, les raies de l'Hydrogène sont les plus longues ; elles sont suivies de près par λ 372 ; les raies du Nébulium (λλ 5007, 4959 et 4363) viennent ensuite, tandis que la raie de l'Hélium ionisé λ 4686 et le spectre continu restent confinés dans la région centrale, où se trouve une petite étoile que ces dernières constatations révèlent précisément comme appartenant au type de Wolf-Rayet. — La composition de l'astre entier varie (1) par suite avec la distance au centre. L'Hydrogène et le gaz λ 372, répandus partout, s'étendent jusqu'à la périphérie ; le Nébulium occupe la région moyenne, alors que l'Hélium ionisé et surtout les éléments auxquels est dû le spectre continu paraissent localisés au centre (2).

Le prisme objectif confirme ces déductions, qui s'appliquent à la plupart des nébuleuses planétaires et semblent fort générales. Les magnifiques photographies de l'Observatoire Lick suggèrent du reste, chez ces nébuleuses, des tendances à une sorte de stratification, à une structure en pelure d'oignon (3) qui cadre fort bien avec les résultats spectroscopiques ci-dessus.

(1) Ou plutôt *semble* varier, car rien ne prouve (voir plus loin p. 639) que les raies brillantes des nébuleuses soient *toutes* dues à des gaz incandescents.

(2) W. H. Wright, *Publications of the Lick Observatory*, vol. XIII, 1918, p. 191.

(3) H. D. Curtis, Même publication, p. 55.

8. Rotations et vitesses radiales des nébuleuses planétaires. — Le problème de la rotation des nébuleuses a été longtemps abordé sans succès, en raison surtout de la faiblesse de ces astres. MM. W. W. Campbell et J. H. Moore (1) ont réussi à le résoudre à l'Observatoire Lick. Il ont étudié 46 nébuleuses, avec la grande lunette de Lick ou avec le « Crossley Reflector » et des spectroscopes très lumineux à un ou trois prismes. Dans une vingtaine de cas, des rotations ont été mises en évidence, avec des vitesses linéaires de l'ordre de 20 km./sec. L'axe de rotation coïncide en général avec le petit axe de la nébuleuse : le mouvement est d'autant plus rapide que celle-ci est plus aplatie. Toutefois on ne saurait dire que toutes les nébuleuses planétaires soient en rotation : certaines — la Nébuleuse de la Lyre, par exemple — sont le siège de mouvements confus qui ne présentent pas ce caractère. On se rappelle que la Nébuleuse d'Orion est dans le même cas : sa forme irrégulière le faisait d'ailleurs prévoir.

MM. Campbell et Moore ont étudié également les vitesses radiales des nébuleuses galactiques. Les résultats, corrigés du mouvement du Système Solaire vers l'Apex (dont la vitesse vaut, dans l'espace, 19,5 km.), ont été les suivants :

Astres étudiés	Nombre	Vitesse radiale moyenne
Nébuleuses diffuses	7	10 km./sec.
Nébuleuses discoïdes ou annulaires .	39	29 »
Nébuleuses planétaires ou régulières.	73	39 »
Etoiles nébuleuses	34	50 »

Il est à remarquer que les nébuleuses diffuses, généralement associées à des étoiles de classe B (ou à Hélium), ont, comme elles (2), de faibles vitesses radiales. Par contre

(1) Même publication, p. 75.

(2) Nous verrons bientôt (§ 12) que la lumière de ces nébuleuses émane, selon toute probabilité, des étoiles en question : il est donc naturel qu'elles décèlent des vitesses radiales analogues. Cela semblerait toutefois montrer que la matière nébuleuse est, dans l'ensemble, à peu près en repos (Cf. § 13).

les vitesses radiales des autres nébuleuses sont nettement plus grandes que celles des étoiles proprement dites : on remarque même, pour quelques-unes, des vitesses formidables, de l'ordre de 100 ou 200 km./sec. : ces vitesses ont pourtant une moyenne algébrique sensiblement nulle ne révélant, par suite, aucune direction de mouvement privilégiée.

Les Nuées de Magellan contiennent beaucoup de nébuleuses à raies brillantes et celles-ci semblent douées de très grandes vitesses radiales qui correspondent sans doute au déplacement d'ensemble de ces agglomérations par rapport à nous. C'est ainsi que M. R. E. Wilson (1) a trouvé, pour la Petite Nuée, des vitesses comprises entre + 158 et + 301 km./sec. (pour 5 nébuleuses) et M. Campbell (2) a obtenu, pour la Grande Nuée, une moyenne de + 363 kilomètres (17 nébuleuses). Ces vitesses étant positives, les Nuées de Magellan s'éloignent rapidement de la Voie Lactée.

9. Parallaxes des nébuleuses planétaires. — On sait malheureusement peu de chose sur ces parallaxes. M. Adriaan van Maanen (3) en a cependant étudié directement quelques-unes, à noyau particulièrement bien défini : les chiffres trouvés par lui, compris entre 0″,008 et 0″,023, sont assez grands pour qu'on puisse considérer les astres en question comme faisant partie de notre système galactique. Les dimensions vraies de ceux-ci peuvent se déduire de leur diamètre apparent si nous supposons la parallaxe connue : elles varient entre 1.350 et 10.000 unités astronomiques. Enfin la grandeur absolue de l'étoile centrale a également été évaluée : elle oscille entre + 10,4 et + 6,7 — Quand on songe que le diamètre de l'orbite neptunienne est de 60 unités astronomiques, on voit quelles dimensions énormes doivent avoir les nébuleuses planétaires. On voit aussi que les petites étoiles qui nichent en leur centre et qui appartiennent, on l'a vu, au type de

(1) *Publications of the Lick Observatory*, t. XIII, 1918, p. 185.
(2) Même publication, p. 172.
Voir aussi *Harvard College Observatory, Bulletin n° 816*, 1925.
(3) *Proceedings of the National Academy of Sciences of Washington*, t. 3, 1917, p. 133 et t. 4, 1918, p. 394.

Wolf-Rayet sont loin d'être aussi lumineuses que leurs congénères isolées.

Dans les cas où l'on connaît la parallaxe, on peut évaluer la masse de la nébuleuse au moyen de la 3e loi de Képler qui peut s'écrire, avec les notations usuelles

$$fM = \frac{4\pi^2 a^3}{T^2} = v^2 a ;$$

le demi grand-axe a résulte de la connaissance du diamètre apparent et de la parallaxe et la vitesse v peut être obtenue par le spectroscope. Par malheur, les seules nébuleuses dont la vitesse de rotation soit mesurable sont trop peu condensées pour que leurs parallaxes aient pu être déterminées. Pour trois nébuleuses pourtant (1) (N. G. C. 7009, 6720 et 7662), on a trouvé des masses comprises entre 4 fois et 162 fois celle du Soleil. Ces chiffres sont des minima, à cause de l'incertitude régnant sur la position de l'axe de rotation; on peut en tout cas en conclure que les masses des nébuleuses planétaires sont très supérieures à celle du Soleil.

Il est bon de ne pas oublier que toutes les déductions qui précèdent reposent sur l'exactitude des parallaxes mesurées par M. van Maanen.

10. Les nébuleuses variables. — Certaines nébuleuses ont été reconnues variables. Le premier exemple de ce genre paraît avoir été la petite nébulosité (2) N. G. C. 1555, découverte par Hind autour de l'étoile variable T Tauri. Cette nébuleuse, signalée en 1852, fut observée jusqu'en 1861 ; elle disparut alors pour reparaître faiblement en 1862 et s'évanouir ensuite jusque vers 1890, époque où elle fut aperçue de nouveau à Lick : elle manifeste depuis lors de capricieuses fluctuations, sans lien apparent avec celles de l'étoile centrale.

Le cas de la nébuleuse de M. E. Hubble (3), N. G. C. 2261,

(1) Du *New General Catalogue* de Dreyer, *Mem. of the Roy. Astr. Soc.*, t. XLIX, 1888 (complété, t. LI, 1895, par l'*Index Catalogue*).
(2) Miss A. Clerke, *History of Astronomy*, etc. (déjà citée), p. 403.
(3) *Astrophysical Journal*, t. LVI, 1922, p. 173.

est assez analogue. Au milieu, se trouve la variable R Monocerotis. La nébuleuse change de forme et d'intensité dans l'intervalle de quelques jours ; mais ses variations ne semblent pas dépendre de celles de l'étoile. On pourrait croire que les deux phénomènes n'ont rien de commun : c'est le contraire qui est vrai. Le spectre de la nébuleuse a été étudié par M. V. M. Slipher (1) : il ressemble aussi complètement que possible à celui de l'étoile, lequel est au surplus fort particulier puisqu'il reproduit les principaux caractères propres aux novæ, lors du maximum de leur éclat, c'est-à-dire les raies de l'Hydrogène brillantes, bordées, du côté du violet, de raies sombres. — La nébuleuse ne fait donc, selon toute probabilité, comme celles des Pléïades, que réfléter la lumière de l'étoile, sans briller par elle-même : sa situation à l'extrémité d'une masse obscure corrobore d'ailleurs cette interprétation, que viennent appuyer encore les observations polariscopiques de M. Campbell (2).

Un troisième cas semblable est celui de la nébuleuse N. G. C. 6729, étudiée surtout par M. R. T. A. Innes, et qui entoure la variable R Coronæ australis. Là encore les variations rapides, irrégulières et du reste considérables, de la nébuleuse ne concordent pas avec celles de l'étoile, alors que, dans le voisinage, on aperçoit d'autres nébuleuses. — Quant au spectre (3), il reproduit celui de R Coronæ australis.

Enfin on cite encore quelques exemples de nébuleuses planétaires, telles que N. G. C. 7662, où seul le noyau central varie (4) : il s'agit probablement ici d'une étoile de Wolf-Rayet à fluctuations, analogue à celles découvertes par M. Max Wolf et dont nous avons parlé à propos des novæ.

Sans insister sur ce dernier phénomène, l'explication la meilleure des anomalies présentées par les nébuleuses variables proprement dites (et en particulier de la non-concordance de leurs fluctuations avec celles de l'étoile associée)

(1) *Lowell Observatory Bulletin*, t. III, 1918, n° 81, p. 63.
(2) *The Observatory*, t. XLIII, 1920, p. 380.
(3) V. M. Slipher, *loc. cit.*
(4) Hubble, *loc. cit.* (1916).

paraît avoir été proposée par M. Hubble (1). Nous avons sans doute affaire à des nuages de matière obscure en mouvement, lesquels, s'interposant entre la nébuleuse et nous, masquent par moments sa lumière — absolument comme le font pour la Lune les cirrus qu'on voit souvent la nuit l'obscurcir.

11. Nébuleuses obscures. — On a depuis longtemps remarqué, surtout dans la Voie Lactée, des espaces sombres, sortes de trous noirs, de « sacs à charbon » (coal sacks), en apparence vides d'étoiles. E. E. Barnard (2) a fait l'étude systématique de ces objets au moyen de la photographie et il en a constitué un catalogue. Ses recherches n'ont pas tardé à le convaincre qu'il s'agit là de véritables nébuleuses obscures formées de matière non lumineuse, situées entre nous et les étoiles plus lointaines. Bien qu'il soit assez difficile de faire la preuve positive de cette interprétation, la plage noire découpée comme à l'emporte-pièce dans la nébuleuse brillante, voisine de ζ Orionis (Pl. XL) est à cet égard suggestive. La « densité » stellaire ne saurait varier ainsi brusquement : à supposer qu'un pareil état de choses ait pris naissance à une époque, les mouvements propres des étoiles voisines du « trou » n'auraient pas tardé à le combler.

Un autre argument très frappant est le fait que presque toujours les trous noirs sont près de masses nébulaires brillantes dont ils semblent la continuation. La nébuleuse située non loin de π_2 Cygni, souvent appelée « Cocon Nebula », en est un bon exemple. Et aussi la petite nébuleuse N. G. C. II 5146, si visiblement entourée d'une région en apparence vide d'étoiles (Pl. XXXVI).

On peut se demander (3) sous quelle forme se trouve ici la matière absorbante. A masse égale, c'est réduite en poussières de 0,1 μ de diamètre que la matière absorbe le

(1) *Annual Report of the Director of the Mount Wilson Observatory*, 1922, p. 222.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XLIX, 1919, p. 1.

(3) H. N. Russell, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, t. 8, 1922, p. 115. Voir aussi : *Bulletin de la Société Astronomique de France*, t. 34, 1920, p. 482.

Nébuleuse obscure voisine de ζ Orionis (Pose 3 heures).
(Télescope de 100 pouces, Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

plus énergiquement la lumière. Les particules plus grosses n'exercent pas d'absorption sélective sensible : toutes les radiations sont également diffusées et par suite absorbées. Quand le diamètre descend au-dessous de 0,05 μ, l'absorption devient extrêmement intense et en outre sélective, comme dans le cas des gaz, à cela près que, pour d'égales quantités de matière, elle est 10^8 fois plus puissante : un nuage de pareilles gouttelettes d'eau, épais de quelques mètres, absorbe davantage la lumière que toute la hauteur de l'atmosphère terrestre.

Il est donc assez vraisemblable — tel est du moins l'avis de M. H. N. Russell — que les nébuleuses obscures doivent surtout leur opacité à des poussières de cette dimension : la plupart des petits corps de l'espace cosmique sont d'ailleurs, en raison de la basse température qui y règne, probablement à l'état solide. La gravitation peut servir de lien à toute cette matière dont la masse totale doit être pour chaque nébuleuse, nous l'avons dit, considérable et qui peut comprendre aussi des corps plus gros : les chocs inévitables suffisent sans doute à engendrer les fines poussières dont nous venons de parler.

12. Causes de la luminosité des nébuleuses galactiques. — M. E. Hubble (1) s'est proposé de rechercher si *toutes* les nébuleuses galactiques ne sont pas en réalité obscures et si leur lumière ne provient pas *toujours* de quelque étoile brillante située à proximité.

Il constata d'abord que presque toutes ces nébuleuses, aussi bien celles à spectre continu que les planétaires à spectre d'émission, présentaient une étoile nichée en leur milieu. L'étude, dans chaque cas, du spectre de l'étoile lui permit d'établir que, lorsque ce spectre est de classe B_1 ou plus avancé (B_4 en général), la nébuleuse associée offre un spectre continu ; quand au contraire l'étoile est de classe moins avancée que B_1, B_0 par exemple, on aperçoit des raies brillantes dans le spectre de la nébuleuse : tel est notamment le cas de celle

(1) *Astrophysical Journal*, t. LVI, 1922, pp. 162 et 400.

d'Orion. Les nébuleuses planétaires appartiennent, sous ce rapport, à la même catégorie : leur étoile centrale est presque toujours de type O (Wolf-Rayet).

M. Hubble remarque alors que si, comme on est amené à le penser, la matière nébulaire ne fait que réfléter — par diffusion, par fluorescence ou autrement — la lumière de l'étoile, son éclairement doit varier en raison inverse du carré de la distance à l'étoile. Admettons que l'albedo de cette matière soit partout constant. Si l'on envisage plusieurs nébuleuses de même nature (à spectre continu par exemple), comme la nébuleuse et l'étoile sont dans chaque cas sensiblement à la même distance de nous, le carré de la distance maxima a à laquelle, avec une pose donnée, s'étend la lueur doit être, pour les diverses nébuleuses considérées, proportionnel à l'intensité I de la lumière de l'étoile. Autrement dit, on doit avoir $\frac{a^2}{I} = \text{c}^{\text{te}}$, ce qui revient à écrire, en introduisant la grandeur m de l'étoile,

$$m + 5 \log a = \text{c}^{\text{te}}.$$

La valeur de la constante dépend des plaques employées et des caractéristiques de l'objectif. M. Hubble a calculé que, dans les conditions où il opérait, cette constante était égale à 11,6 ou à 10,6 (suivant la manière de calculer, en projection, l'éclairement moyen).

M. Hubble a étudié de cette façon 82 *nébuleuses diffuses*, dont 64 à spectre continu et 18 à raies brillantes : les premières sont représentées par des points, les secondes par des points entourés de cercles sur la figure ci-contre (fig. 195). La droite tracée ici comme représentant l'ensemble des observations a pour équation :

$$m + 4{,}9 \log a = 11.$$

On voit qu'étant donné les erreurs inévitables d'un pareil travail l'accord avec la théorie résumée plus haut est aussi satisfaisant que possible. La démonstration est donc complète en ce qui concerne les nébuleuses diffuses, quel que soit leur spectre.

La même recherche a été effectuée sur les *nébuleuses planétaires* ; elle a donné dans l'ensemble des résultats analogues. La concordance apparente est cependant moins bonne que tout à l'heure : il semble que, chez ces nébuleuses, l'étoile centrale est systématiquement plus faible que la théorie ne le prévoit.

On doit cependant remarquer que cette étoile est d'ordinaire très riche en radiations ultra-violettes, si riche même que le maximum d'énergie de son spectre, difficile à

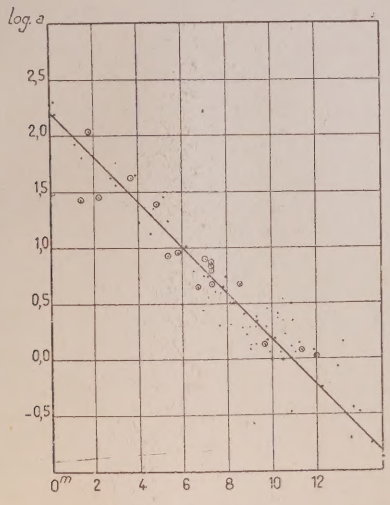


Fig. 195.

préciser à cause de l'absorption instrumentale, semble situé au delà de λ 330 (1). Or ces radiations impressionnent beaucoup moins les plaques photographiques que celles propres aux nébuleuses : il est alors probable que, si l'on pouvait en tenir compte, les écarts signalés disparaîtraient plus ou moins complètement.

Tout ceci suggère l'idée d'une sorte de fluorescence exci-

(1) W. H. Wright, *Publications of the Lick Observatory*, t. XIII, 1918, p. 255.

tée dans la matière nébulaire par le rayonnement ultra-violet de l'étoile ; les raies depuis si longtemps mystérieuses du « Nébulium » ne proviendraient pas alors d'un élément nouveau, encore inconnu sur la Terre : elles pourraient appartenir à quelque corps déjà connu tel que l'Hydrogène ou l'Hélium. Un rayonnement corpusculaire, du même genre que celui dont la raie verte de l'Aurore Boréale est dans notre atmosphère la manifestation, aurait sans doute les mêmes effets.

13. Nuages de Calcium stationnaires. — Un autre problème étroitement lié aux nébuleuses est celui soulevé par les étoiles à raies stationnaires. Certaines étoiles, de classe O et B principalement mais appartenant aussi à d'autres types, des variables à longue période, des novæ, etc., ont dans leur spectre à la fois des raies qui manifestent une vitesse radiale déterminée, incontestable, et d'autres radiations, d'ailleurs peu nombreuses, qui semblent en révéler une fort différente (1). Pour les premières, le décalage paraît proportionnel à la longueur d'onde, ce qui ne laisse guère de doute sur l'exactitude de leur interprétation par le principe de Doppler-Fizeau. Les secondes, fines et faibles, ont un aspect très différent de leurs voisines : ce sont presque toujours les raies H et K du Calcium ionisé, souvent les raies D du Sodium, parfois des raies du Magnésium ou du Fer ; elles semblent correspondre soit à une matière à peu près en repos par rapport à l'étoile soit, s'il s'agit d'un couple spectroscopique, à des vapeurs partiellement entraînées par l'astre en mouvement.

C'est ainsi par exemple que dans le spectre de δ Orionis, le premier cas de ce genre qui ait été signalé, les raies H et K du Calcium et D du Sodium sont stationnaires ; il en est de même pour *o* Persei et β Lyræ, où certaines raies ne sont

(1) J. Hartmann, *Astrophysical Journal*, t. XIX, 1904, p 273. — Voir aussi là-dessus les observations de MM V. M Slipher, E. B. Frost et W. S. Adams dans : Campbell, *Stellar Motions* (déjà cité), p. 277 et encore celles de H. Ludendorff dans Newcomb-Engelmann-Ludendorff, *Populäre Astronomie* (déjà cité), p. 631.

pas déplacées. Pour χ Aurigæ, il y a par contre des raies dont le déplacement périodique est beaucoup plus faible que celui des autres.

La seule explication raisonnable qu'il soit possible de donner à ces curieux phénomènes consiste à admettre qu'il existe dans l'espace cosmique, entre les étoiles en question et nous, des nuages de vapeurs métalliques, de Calcium principalement, dont l'absorption se traduit par la fixité relative des raies correspondantes. Les cas de faibles oscillations spectrales périodiques s'interpréteraient alors au moyen d'un entraînement partiel dû à l'étoile mobile.

Pour les étoiles situées dans la région de l'Apex, près du point vers lequel se dirige le Soleil, c'est-à-dire pour celles du Cygne, de la Lyre ou d'Hercule, le nuage de Calcium paraît s'approcher de nous, sensiblement avec la vitesse du mouvement solaire ; il semble s'éloigner avec la même vitesse pour les étoiles de la région diamétralement opposée (Licorne, Grand Chien, etc.). Il est bien difficile de ne pas en conclure que ce nuage occupant presque tout l'espace est en réalité à peu près immobile. Serait-ce là le fameux « standard of rest », le milieu en repos absolu que les astronomes, les physiciens et les philosophes ont si vainement cherché pour lui rapporter tous les mouvements célestes ou terrestres ? Sans pousser les choses aussi loin, il est plus vraisemblable qu'il s'agit seulement d'une matière diffuse très raréfiée, disséminée çà et là entre les étoiles de notre système et peu différente au fond de celle qui forme les nébuleuses obscures.

CHAPITRE IX

LES AMAS D'ÉTOILES

1. Diverses sortes d'amas stellaires. — Les Amas d'étoiles ne font qu'un avec les « nébuleuses résolubles » des contemporains de W. Herschel. On peut les classer en trois catégories : 1° Les *Amas globulaires*, sphériques, où les étoiles, assez symétriquement réparties, deviennent très vite

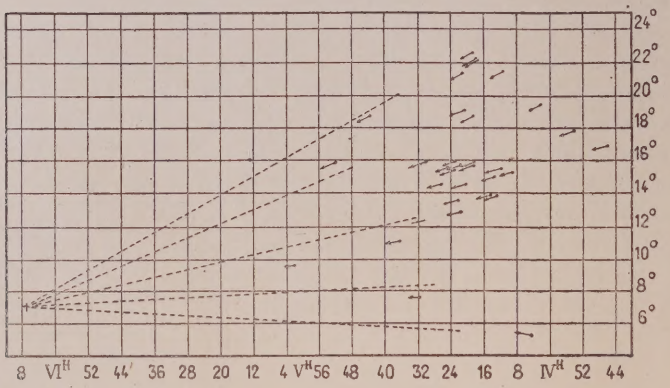
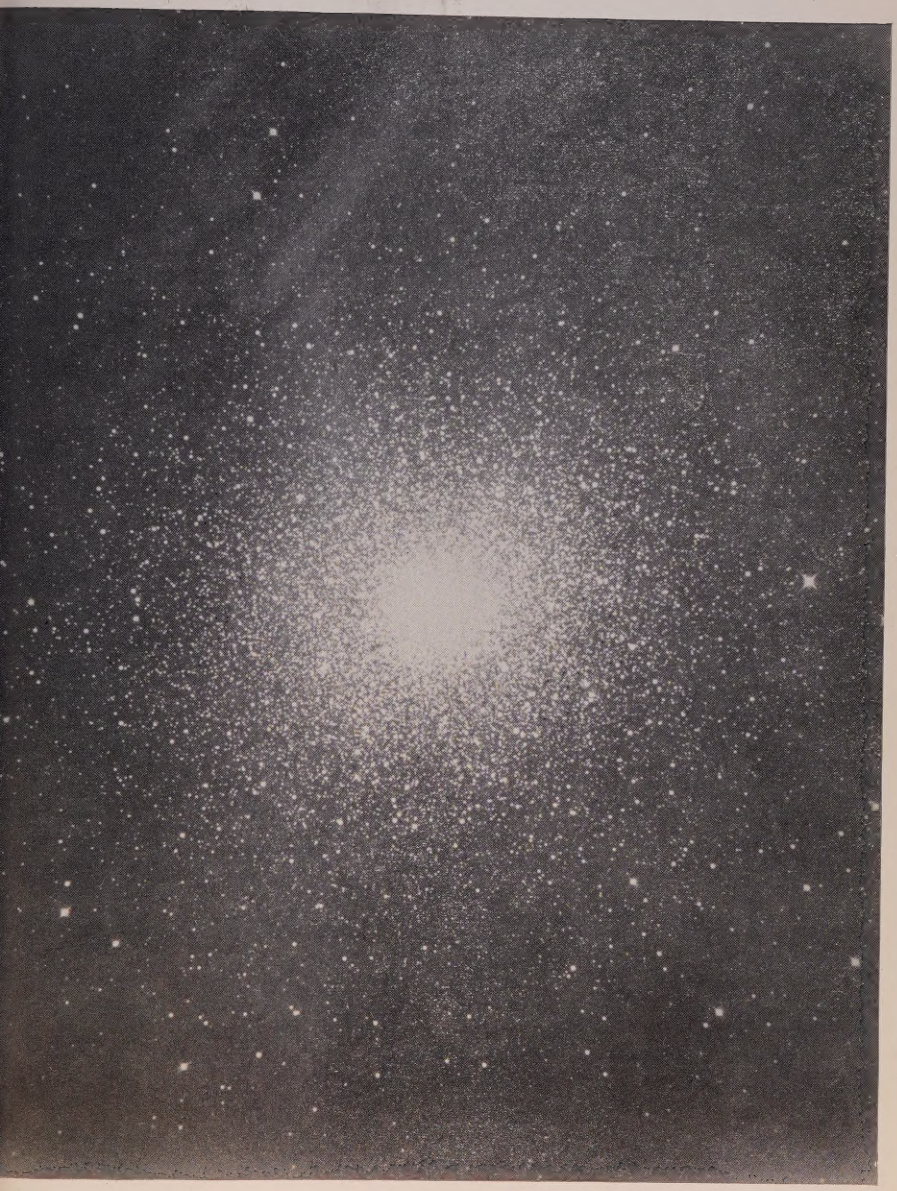


Fig. 196. — Mouvements propres communs des étoiles d'une partie des Hyades.

de plus en plus nombreuses au voisinage du centre. Ce sont ceux qui, dans ces derniers temps, ont été le mieux étudiés. On peut citer comme exemples l'Amas d'Hercule (Pl. XLI), l'Amas ω Centauri ; 2° Les *Amas ouverts ou diffus*, de forme en général assez irrégulière, où les étoiles ne manifestent souvent qu'une concentration à peine marquée. Prœsepe dans le Cancer, les amas jumeaux χ et h Persei appartiennent à cette catégorie ; 3° Les *Groupes d'étoiles en mou-*



Amas Globulaire d'Hercule, M. 13 (Pose 11 heures).
(Télescope de 60 pouces, Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

vement commun. Ces systèmes ne se distinguent à première vue par aucun caractère particulier : ils passeraient inaperçus si l'étude des mouvements propres ne les mettait en évidence. Le Soleil peut d'ailleurs se trouver accidentellement au milieu des étoiles qui les composent (comme c'est le cas pour le Système de la Grande-Ourse) et faire disparaître ainsi tout indice visible d'un lien physique qui n'est pourtant guère douteux. Les Hyades dans le Taureau (fig. 196) font partie de cette classe d'amas, insensiblement liée à la précédente, et dont l'étude est plutôt du ressort de l'Astronomie de position.

2. NOMBRE ET RÉPARTITION DES AMAS GLOBULAIRES. — Ces amas ont été l'objet, depuis 1915, de recherches approfondies et couronnées de succès de la part de M. Harlow Shapley (1), maintenant Directeur de l'Observatoire de Harvard College.

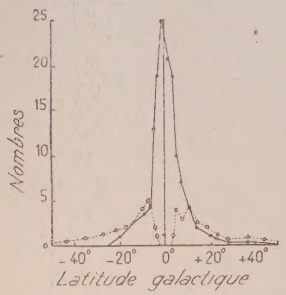


Fig. 197. — Distribution des amas d'étoiles par rapport à la Voie Lactée.
Trait plein : a. ouverts. Trait pointillé : a. globulaires (H. Shapley).

Ils sont peu nombreux : on en compte actuellement 86 (2) et il est rare qu'on en découvre de nouveaux. Leurs diamètres apparents peuvent varier de 1′ ou 2′ à 30′.

(1) *Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory*, nos 115, 116, 117, 126, 133, 151, 154, 155, 156, 157, 160, 161, 175, 176, 190 et 195 (années 1915-1920). — Beaucoup de ces Mémoires sont reproduits dans l'*Astrophysical Journal* auquel nous renverrons souvent.

(2) Dont 69 seulement de très nettement caractérisés : ce sont ceux dont M. SHAPLEY s'est surtout occupé (voir plus loin p. 649).

La répartition des amas globulaires sur la sphère céleste est très curieuse. Ils sont d'abord également distribués des deux côtés du plan galactique et de moins en moins nombreux loin de ce plan. Mais ce qui est surtout remarquable, c'est qu'ils font absolument défaut dans la zone médiane, c'est-à-dire au voisinage du plan moyen de la Voie Lactée, sur une largeur de 20° de latitude environ (fig. 197), pour présenter de part et d'autre (vers $\pm$ 12°) une région de fréquence maximum (1).

Ceci concerne la distribution en latitude. En longitude, une dissymétrie accentuée saute aux yeux (2). La majorité des amas se trouve dans les constellations d'Ophiuchus et du Sagittaire, avec un maximum de fréquence vers la longitude galactique 325° (fig. 199). Par contre, il n'existe aucun amas globulaire dans la région diamétralement opposée, entre les longitudes 41° et 195°.

Ces anomalies sont fort nettes ; celle surtout qui a trait aux latitudes est suggestive. D'autres constatations viennent la compléter. On a remarqué que plus un amas est voisin du plan galactique, moins il est fortement condensé à son centre et les amas ouverts où la région centrale est à peine indiquée sont, au rebours des amas globulaires, plus nombreux dans la zone galactique équatoriale. De plus les vitesses radiales des amas globulaires sont, ainsi que nous le verrons, énormes et en grande majorité négatives, comme s'ils se rapprochaient du plan de la Voie Lactée.

Tous ces faits donnent à penser que les amas globulaires se rattachent, d'une manière il est vrai encore à préciser, au système stellaire dont fait partie notre Soleil et dont la Voie Lactée n'est qu'un des aspects. Ce ne sont sans doute pas des Mondes autonomes ; mais avant de rechercher leur rôle exact, il est nécessaire d'avoir une idée de leurs distances.

3. Parallaxe de la Petite Nuée de Magellan.—Les méthodes employées pour obtenir les parallaxes de systèmes lointains

(1) *Astrophysical Journal*, t. XLIX, 1919, p. 320.
(2) *Idem*, p. 319.

reposent toutes sur un principe fort simple, d'application très générale, mais dont l'introduction en Astrophysique paraît récente : celui de l'*Identité des parties constitutives de l'Univers*. Notre système galactique comprend des astres variés qui, dans chaque catégorie, semblent à peu près faits de même, indépendamment de leur position dans l'espace : on admet alors, par une extension hardie, qu'il en est également ainsi dans tout l'Univers, même en dehors du Monde galactique : les Céphéides, les nébuleuses se ressemblent partout, où qu'elles soient. L'exactitude de cette hypothèse, dont on ne peut évidemment espérer aucune preuve directe, se vérifie, nous allons le voir, par ses conséquences.

C'est M. E. Hertzsprung (1) qui l'a le premier, en 1913, appliquée à la plus petite des Nuées de Magellan, lesquelles ne sont nullement des amas globulaires — on n'y trouve pas de condensation centrale accusée — mais n'en possèdent pas moins des étoiles de types très divers, analogues à ceux que nous rencontrons plus près de nous.

Miss Leavitt avait, en 1912 (2), établi qu'entre les grandeurs apparentes et les périodes des Céphéides de la Petite Nuée de Magellan existe une relation telle que $m = K \log P + C$. Une relation de même forme, où la constante C seule diffère, lie évidemment les périodes aux grandeurs absolues, puisque celles-ci sont données par la formule $M = m + 5 + 5 \log \pi$ et que toutes les variables de l'agglomération sont sensiblement à la même distance de nous. Partant alors du principe général posé ci-dessus, M. Hertzsprung pensa qu'il suffirait, pour obtenir la nouvelle valeur de C et en déduire les grandeurs absolues (ou les parallaxes) des variables de la Petite Nuée, d'étendre la loi de Miss Leavitt aux Céphéides connues du Système Galactique.

Malheureusement les Céphéides ordinaires sont en général fort lointaines. M. Hertzsprung put cependant se procurer les parallaxes de 11 d'entre elles : il trouva des grandeurs

(1) *Astronomische Nachrichten*, t. 196, 1913, n° 4692, p. 205.
(2) Voir plus haut p. 598.

absolues très grandes dont la moyenne est — 2,3. La période correspondante étant 6,6 j., il est facile de déduire de là la valeur de C. Mais il est plus simple encore de se servir de la courbe même de Miss Leavitt : elle montre qu'à la période 6,6 j. correspond, à la distance de la Petite Nuée, la grandeur apparente 14. La parallaxe est alors donnée par l'équation :

$$-2{,}3 = 14 + 5 + 5\log\pi \quad \text{d'où :} \quad \pi = 0'',000.055.$$

La Petite Nuée de Magellan serait ainsi à une distance de l'ordre de 60.000 années de lumière.

4. Parallaxes des amas globulaires. — La méthode qui précède a été appliquée aux amas globulaires par M. H. Sha-

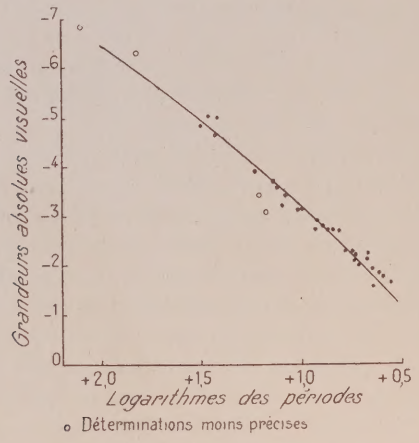


Fig. 198. — Périodes et luminosités des Céphéides (H. Shapley).

pley (1). S'attachant en détail à la loi de Miss Leavitt, M. Shapley montra qu'elle était effectivement vérifiée pour les Céphéides ordinaires, aussi bien que pour celles des amas, et il construisit une courbe la représentant (fig. 198), toujours basée sur les 11 Céphéides de M. Hertzsprung, mais faisant

(1) *Astrophysical Journal*, t. XLVIII, 1918, p. 154.

état de tous les matériaux publiés et valable pour *toutes* les Céphéides, y compris les variables des amas — ceci en vertu du principe général de tout à l'heure. — Il ne lui resta plus dès lors, pour connaître la parallaxe d'un amas, qu'à observer les périodes de quelques-unes de ses variables : la courbe fournit leurs grandeurs absolues qui, comparées aux grandeurs apparentes, donnent les parallaxes. M. Shapley détermina de cette façon les parallaxes de 7 amas globulaires.

Mais la méthode peut être généralisée et simplifiée. En reprenant les variables des amas dont la parallaxe venait ainsi d'être évaluée, M. Shapley constata que leur grandeur absolue « médiane » (c'est-à-dire la moyenne entre les grandeurs au maximum et au minimum d'éclat) était à peu près toujours la même. Laissant donc de côté les variables, il choisit alors les 30 étoiles les plus brillantes (non variables) de chaque amas, en retrancha les 5 plus belles (1) et calcula la grandeur absolue moyenne des 25 restantes. Cette grandeur absolue fut trouvée, elle aussi, à peu près constante et égale à — 1,51. C'était là une confirmation éclatante des principes d'où l'on était parti. Il devenait possible d'appliquer au même problème un nouveau procédé d'évaluation, d'autant plus précieux que certains amas n'ont pas beaucoup de variables faciles à étudier, tandis qu'on y trouve toujours 30 étoiles dont la grandeur apparente puisse être déterminée avec certitude. M. Shapley obtint ainsi les parallaxes de 21 nouveaux amas.

M. Shapley se demanda ensuite si les amas globulaires n'étaient pas tous de dimensions comparables ou tout au moins s'il n'y avait pas quelque relation entre le diamètre apparent et la parallaxe. Cette induction se trouva vérifiée sur les amas déjà étudiés et la loi trouvée servit à évaluer les parallaxes de 41 nouveaux amas, ce qui porta le nombre total des déterminations à 69.

Les grands instruments du Mont Wilson, en permettant

(1) Pour éliminer les étoiles relativement proches de nous, accidentellement projetées en perspective sur l'amas sans en faire partie.

l'étude *spectrale* des étoiles individuelles des amas les plus brillants, ont apporté un nouvel appui aux principes invoqués ici. M. Shapley a tiré de là un procédé de plus : en admettant que les étoiles de la classe B — où nains et géants se confondent — ont partout le même éclat absolu et en partant de leur distance moyenne dans notre système, il a pu déduire celles des amas déjà envisagés : l'accord a été jugé satisfaisant.

M. Shapley estime comprise entre 10 et 25 0/0 la précision de ses évaluations, la première méthode (les Céphéïdes) étant la plus sûre. Les chiffres trouvés, excessivement faibles, varient de 0″,000153 (ω Centauri) à 0″,000014 (N. G. C. 7006), ce qui met les amas les plus proches à 20.000 années de lumière et les plus lointains à 220.000.

5. Conséquences des résultats précédents. — Les distances supposées connues, on peut se représenter dans l'espace le vaste système des amas globulaires (fig. 199). Le centre en est

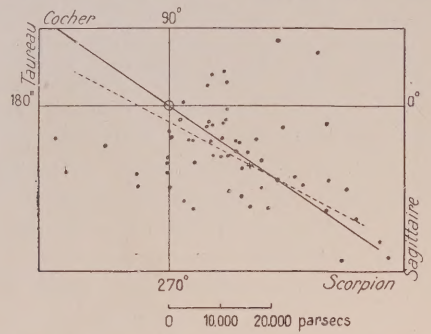


Fig. 199. — Système des amas globulaires projeté sur le plan galactique (H. Shapley).

situé, vers le Sagittaire, à 60.000 années de lumière de nous ; le plus grand diamètre atteint 200.000 années de lumière. Telles seraient aussi les dimensions qu'il faudrait, *d'après M. Shapley*, attribuer à la « Voie Lactée » (1). C'est 20 fois

(1) Il y a sans doute lieu de faire quelques réserves sur le sens à donner à cette expression. Voir plus loin p. 685.

plus que les estimations antérieures les plus audacieuses ; on comprend que la révélation de chiffres aussi fantastiques ait eu un grand retentissement.

Ces énormes distances ont d'autres conséquences. D'abord nous ne devons pas nous attendre à découvrir, parmi les étoiles des amas globulaires, de mouvements propres sensibles avant longtemps. Avec une parallaxe de 0″.0001, une étoile dont la vitesse atteint 500 kilomètres par seconde — ce qui dépasse les plus fortes vitesses observées — ne se déplace que d'une seconde en un siècle (1), quantité encore bien difficile à apprécier. Et en fait, si l'on excepte quelques observations assez douteuses (2), on n'a pas encore découvert de mouvements nets dans les amas globulaires.

De plus, étant donné que nous voyons simultanément des amas séparés *dans l'espace* par 200.000 années de lumière, c'est-à-dire séparés aussi *dans le temps* par 200.000 ans, et qu'ils ne nous paraissent pas différer entre eux sensiblement, on peut en conclure que 200.000 ans ne comptent guère dans la vie d'un amas d'étoiles. C'est peut-être quelque chose comme une semaine ou un jour dans la vie d'un homme et ceci nous prouve une fois de plus une chose dont nous nous doutions un peu : l'immensité des périodes nécessaires à l'évolution des systèmes sidéraux.

6. Dimensions des amas globulaires. — Les dimensions réelles des amas résultent de leurs distances. Elles sont modestes. Leur diamètre, nous l'avons vu, varie peu de l'un à l'autre : il est de l'ordre de 500 années de lumière.

Le nombre des étoiles est par contre considérable. M. Shapley évalue à plusieurs centaines de mille celles contenues dans l'Amas d'Hercule (3) (M. 13) ; les chiffres qu'on trouve le plus fréquemment sont de l'ordre de 40.000. La densité

(1) Un mouvement propre de 3″ par siècle est déjà difficile à constater sur deux clichés faits à 30 ans d'intervalle.

(2) On trouvera une liste d'observations de ce genre dans : P Guthnick, *Physik der Fixsterne*, *Astronomie* de J. Hartmann (1921), déjà cité, p. 472, note 130.

(3) *Contributions from the Mount Wilson*, etc., n° 116, 1915, p. 84.

stellaire qui en résulte est très élevée. Alors qu'au voisinage du Soleil on estime d'ordinaire à 20 le nombre des étoiles contenues dans une sphère de 5 parsecs de rayon — c'est-à-dire des étoiles dont la parallaxe est supérieure à $0''{,}2$ — dans les amas globulaires, à la même distance du centre, il y en a bien 10.000 et plutôt davantage Les étoiles des amas sont en général des soleils géants, nous en aurons bientôt des preuves : on peut donc estimer leur masse moyenne à 4 fois celle du Soleil ; la masse totale d'un amas globulaire est alors de l'ordre de 160.000 fois cette dernière (1).

Ces chiffres peuvent paraître élevés : ils ne le sont pas autant qu'on le croirait : ils nous montrent en effet que les amas globulaires ne sont nullement des systèmes stellaires comparables par leurs dimensions au nôtre qui, incontestablement plus vaste, compte des milliards d'étoiles.

7. Spectres des amas globulaires. — Il s'agit ici du spectre global où l'amas tout entier est considéré comme un astre unique. Malheureusement ces spectres sont difficiles à obtenir : les amas globulaires ne sont jamais très brillants et leur diamètre apparent oblige à se servir de spectroscopes à fente où les pertes de lumière sont considérables. Il est alors nécessaire d'employer des appareils aussi lumineux que possible, à très grand rapport final d'ouverture, d'ouvrir largement la fente et surtout de poser très longtemps, en s'y reprenant à plusieurs fois, si la durée d'une seule nuit n'est pas suffisante. C'est grâce à ces précautions et à ces efforts que M. E. A. Fath a réussi le premier à obtenir à Lick les spectres globaux de 9 systèmes (2). On trouve ainsi des spectres de classes comprises entre F et G, c'est-à-dire de type solaire (plutôt moins avancé) : ces spectres correspondent naturellement aux étoiles les plus brillantes de chaque amas. Comme

(1) C'est le nombre que M. Shapley trouve pour M. 3 (Amas des Chiens de Chasse). *Contributions from the Mount Wilson*, etc., n° 152, 198, p. 27. — La notation M. 3 signifie que l'amas en question porte le n° 3 dans le Catalogue d'Amas et de Nébuleuses exécuté au XVIII^e siècle par Messier.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XXXVII, 1913, p. 198.

le spectre global de la Voie Lactée est de classe G, les amas globulaires diffèrent peu, à cet égard, du système auquel nous appartenons.

Le spectroscope permet également d'obtenir les vitesses radiales de ces agglomérations. M. V. M. Slipher (1) en a étudié une dizaine en 1918, non sans difficulté, car les quelques raies d'absorption sur lesquelles on doit se fonder sont naturellement, en raison de la largeur de la fente et de la durée de la pose, fort peu distinctes. Les vitesses trouvées sont presque toutes très fortes et négatives, de l'ordre de — 100 à — 300 km./sec. Une seule est positive + 225 km./sec. : c'est celle d'un amas relativement voisin du plan galactique. On peut donc, malgré cette exception, dire que les amas globulaires se rapprochent presque tous très rapidement de nous et, avec plus de généralité encore peut-être, du *plan* de la Voie Lactée. Il se pourrait qu'il y eût là, au point de vue de la constitution de l'Univers, un fait de grande portée.

8. Application de la méthode des longueurs d'onde effectives. — La mesure des vitesses radiales exige l'emploi du spectroscope ; mais on peut obtenir sur le spectre global de précieuses informations grâce à la méthode des longueurs d'onde effectives : celle-ci fournit en effet une donnée analogue à l'indice de coloration moyen de toutes les étoiles et permet d'en déduire le type spectral de l'ensemble. MM. K. Lundmark et B. Lindblad (2) ont ainsi trouvé que les étoiles des amas globulaires sont en majorité de classe comprise entre F et G, comme l'examen des raies du spectre global permettait déjà de l'affirmer.

Cette confirmation des résultats précédents nous apprend toutefois quelque chose de nouveau. Les longueurs d'onde effectives concernent le spectre continu : l'absorption par diffusion d'un milieu interposé entre les amas et nous avantagerait le rouge au détriment du violet et altérerait dans le même sens la longueur d'onde effective. La nature et la posi-

(1) *Popular Astronomy*, t. XXVI, 1918, p. 8.
(2) *Astrophysical Journal*, t. L, 1919, p. 376. — Voir plus haut, p. 60.

tion des raies spectrales sont par contre indépendantes de tout milieu diffusant. Puisque les deux méthodes (longueur d'onde effective et raies du spectre global) aboutissent aux mêmes conclusions, c'est que le milieu cosmique qui nous sépare des amas globulaires ne joue, par son absorption sélective, aucun rôle appréciable. Nous allons d'ailleurs voir bientôt d'autres faits qui plaident dans le même sens.

9. Couleurs des étoiles des amas globulaires. — Les étoiles des amas globulaires sont individuellement très faibles : leurs grandeurs varient d'ordinaire de la 11e à la 16e et sont plus voisines du second chiffre que du premier : il ne saurait être question d'étudier leurs spectres directement ; mais on peut évaluer leurs indices de coloration individuels très facilement en photographiant l'amas entier, d'abord sur plaque ordinaire, puis sur plaque orthochromatique (après interposition d'un écran approprié). Ces recherches ont conduit M. Shapley à un résultat des plus curieux (1).

Les amas globulaires sont extrêmement éloignés : on devrait s'attendre à y voir surtout des étoiles relativement rouges et à n'y rencontrer que peu d'étoiles bleues, ceci en raison de l'absorption probable du milieu cosmique. Or c'est le contraire qui a lieu. Les étoiles d'indices de coloration faibles sont très fréquentes et l'on note une proportion élevée d'indices négatifs : on trouve même, dans ces amas, des étoiles plus bleues que nulle part ailleurs dans le Ciel. Et avec cela, les étoiles les plus faibles sont en général les plus bleues (fig. 200).

Dans la Voie Lactée par contre, les étoiles les plus faibles, présumées les plus lointaines, sont dans l'ensemble les plus rouges et l'on attribue d'ordinaire ceci à l'intervention du milieu cosmique qui, sous forme de poussière obscure accompagnée de météorites partout disséminées, occupe les régions équatoriales du système. Le fait qu'il n'en est pas de même pour les amas globulaires, rapproché des résultats

(1) *Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory*, n° 116, 1915.

de tout à l'heure, a conduit M. Shapley à affirmer que, dans les directions *non équatoriales* où se trouvent ces amas tout au moins, il n'existe pas de pareil milieu.

M. Shapley va même plus loin : il paraît bien près de ne pas croire à l'existence, généralement admise pourtant et non sans motifs sérieux, d'un milieu absorbant répandu dans

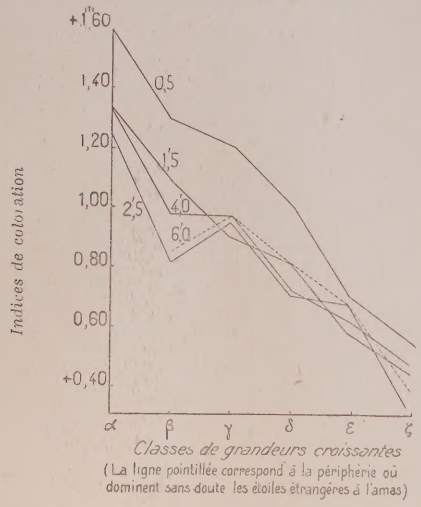


Fig. 200.

tout le plan galactique et dont les « trous noirs » (1) de Barnard ne seraient que des condensations locales. Nous reviendrons (Ch. X, § 13) sur cette importante question.

10. Distribution des étoiles dans les amas. — M. H. von Zeipel (2) a publié, en 1907, 1908 et 1913 notamment, plusieurs études sur ce sujet. Après avoir dressé des catalogues détaillés des étoiles de différents amas (M. 3 des Chiens de Chasse, M. 13 d'Hercule par exemple), il a comparé la

(1) Voir plus haut p. 638.

(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. 144, 1907, p. 361 ; *Annales de l'Observatoire de Paris*, t. XXV, Mémoires, 1908, p. 1 ; *Kungl. Svenska Vetenskapsakademiens Handlingar*, t. LI, 1913, n° 5.

répartition observée des étoiles, considérée comme fonction de la distance au centre, avec celle qui correspondrait aux conditions d'équilibre des molécules dans une sphère gazeuse. Les statistiques portaient respectivement sur 1.500 et 2.500 étoiles : elles ont montré que les étoiles se comportaient dans un amas globulaire comme le feraient les molécules d'une masse gazeuse en état d'équilibre adiabatique ou convectif, c'est-à-dire où la répartition des températures et des pressions se ferait librement, en l'absence de toute perte calorifique extérieure. Malheureusement les statistiques ne peuvent concerner que les étoiles les plus brillantes, qui sont aussi celles de plus grand éclat absolu. En outre, ce qui est peut-être plus grave, la question de savoir si le gaz fictif doit être supposé monoatomique n'est pas tranchée encore : les étoiles des amas étant en général simples, il semble que c'est à un gaz de ce type (Hélium, Argon, ...) que s'appliquerait la comparaison, alors que l'observation indiquerait plutôt un gaz polyatomique où le rapport des chaleurs spécifiques serait 1,2.

L'étude de la répartition des étoiles des diverses catégories a conduit M. Shapley (1) à des constatations vraiment inattendues. Tandis que les étoiles de grand éclat absolu, rouges et jaunes, sont dans chaque amas uniformément distribuées dans toutes les directions — ce sont elles qui donnent à l'amas son apparence sphérique — par contre, les étoiles de faible éclat absolu et les variables sont groupées au voisinage d'un plan diamétral privilégié. Le phénomène s'observe dans la plupart des amas : il est très net par exemple pour ω Centauri ; dans les cas peu nombreux où il ne semble pas se vérifier, il y a tout lieu de croire que c'est seulement l'orientation, normale au rayon visuel, du plan en question qui vient le masquer.

L'aplatissement, quoique incontestable, n'est en général pas très accentué. Les plans de symétrie sont presque sans exception parallèles à celui de la Voie Lactée. C'est là un fait frappant ; mais ce qui l'est encore davantage c'est que

(1) *Astrophysical Journal*, t. L, 1919, p. 107.

la Voie Lactée elle-même nous révèle une distribution stellaire très analogue à celle des amas. Les étoiles géantes y sont aussi également réparties dans toutes les directions, sans manifester de préférence pour le plan équatorial, alors que les étoiles naines et les Céphéides y apparaissent très visiblement concentrées. Il y a là, entre les amas globulaires et la Voie Lactée, une ressemblance d'autant plus surprenante que la forme générale du Système Galactique ne le rapproche nullement des amas globulaires, mais bien plutôt des nébuleuses spirales.

11. Statistique des variables des amas globulaires. — Un autre point digne d'attention est l'analogie étroite que présentent *entre elles* les Céphéides d'un même amas et aussi,

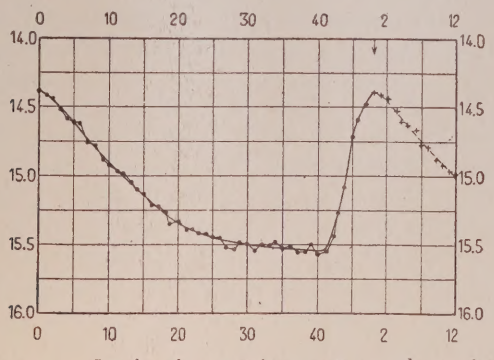


Fig. 201. — Courbe photométrique moyenne des variables de l'amas M. 5 (Harvard College).

quoique à un degré moindre et non sans exceptions, celles des différents amas.

Prenons par exemple le cas de l'Amas des Chiens de Chasse (M. 3) (1). Sur 110 variables de périodes inférieures à 1 jour et de grandeur moyenne 15,50, l'écart moyen d'une variable à l'autre est seulement $\pm$ 0,08 et aucune variable ne s'écarte de la moyenne de plus de 0,2, tandis que les étoiles non variables peuvent différer entre elles de

(1) *Contributions from the Mount Wilson, etc.*, nº 151, 1918, p. 29.

9 ou 10 grandeurs. Sur 20.000 étoiles plus faibles que les variables, il n'y en a pas une seule qui le soit. Il est bon d'ajouter que les Céphéides de la Voie Lactée sont loin de manifester une pareille similitude.

Voilà pour un amas déterminé ; passons maintenant d'un amas à l'autre. Les trois amas (1) ω Centauri, M. 3 des Chiens de Chasse et M. 5 de la Balance (fig. 201) contiennent des variables dont les courbes de lumière se ressemblent d'une façon frappante : or les périodes moyennes de ces variables sont respectivement, pour chacun des trois amas ci-dessus : 0j.549, 0j.541 et 0j.547.

Tout cela paraît bien montrer que, pour les étoiles des amas globulaires, la variabilité est liée à un stade particulier de développement, correspondant à un éclat absolu défini. Il semblerait, si l'on adopte les théories de MM. Russell et Eddington (2), qu'au moment où chaque étoile approche de son maximum de température et avant qu'elle se refroidisse définitivement, il y eût pour elle une période critique se traduisant par des variations d'éclat. Peut-être est-ce là l'explication véritable des phénomènes que nous montrent les Céphéides. Quoi qu'il en soit, il est à noter, dans cet ordre d'idées, que l'Amas des Chiens de Chasse (M. 3), qui renferme 150 variables, contient fort peu d'étoiles bleues — et partant très chaudes — alors que celles-ci abondent dans l'Amas d'Hercule (M. 13), très pauvre au contraire en étoiles variables (3).

Disons encore qu'il ne paraît pas y avoir d'étoiles doubles dans les amas globulaires : on n'y trouve du moins pas un seul exemple de système à éclipses. De même, dans les vrais amas globulaires — ceci pour en excepter les Nuées de Magellan — il n'y a pas de nébuleuses à raies brillantes. La présence d'étoiles très bleues paraît indiquer qu'il ne s'y rencontre pas davantage de matière diffuse obscure : la matière nébulaire, lumineuse ou non, ne semble donc pas exister

(1) *Ibidem*, p. 28.
(2) Voir page 556 et ss.
(3) *Contributions from the Mount Wilson, etc.*, nº 155, 1918, p. 12.

dans ces systèmes. On n'y a non plus jamais observé de novæ, alors qu'on en voit si souvent dans les nébuleuses spirales. — Toutes ces remarques concordent avec ce que nous avons dit de la genèse des étoiles doubles et de l'origine des novæ, où la matière cosmique diffuse joue sans doute un si grand rôle. Il serait évidemment prématuré de chercher ici plus que des suggestions : les faits négatifs n'ont jamais rien prouvé ; ceux-là méritent cependant d'être signalés.

12. Les amas ouverts ou diffus. Au rebours des amas globulaires, les amas ouverts manifestent une prédilection marquée pour la Voie Lactée, dans le plan de laquelle ils sont en majorité rassemblés (1) (fig. 197). On en trouve aussi dans les Nuées de Magellan, ce qui souligne encore ce caractère. La transition entre les deux catégories est par ailleurs insensible : il paraît donc probable que la différence de répartition tient à ce que les amas globulaires, animés de grandes vitesses *vers* la Voie Lactée, se désagrègent en se rapprochant d'elle (2), sous l'influence perturbatrice de tout le Système Galactique — influence tout à fait analogue à celle que le Soleil exerce sur les Comètes —. Les amas diffus ne seraient ainsi que d'anciens amas globulaires voisins du terme de leur évolution.

Les formes de ces amas sont très variées et aussi leurs principales particularités : il y a donc peu de chose à en dire qui s'applique à tous. Les étoiles d'un même amas, comme celles des amas globulaires, offrent cependant assez souvent de grandes analogies entre elles (3) : il y a par exemple 80 0/0 d'étoiles blanches (classes A à F) dans l'amas M. 34 (ou N. G. C. 1039) et 73 0/0 dans N. G. C. 1647 ; au contraire, dans M. 67 (N. G. C. 2682) 71 0/0 des étoiles sont jaunes et les étoiles blanches ou rouges sont très rares. De pareilles ressemblances permettent fréquemment de distinguer avec succès les étoiles appartenant à un amas et parti-

(1) H. Shapley, *Contributions from the Mount Wilson, etc.*, nº 161, 1919, p. 2 (en coll. avec Mrs Shapley).
(2) *Ibid.*, p. 26.
(3) Scheiner-Graff, *Astrophysik* (déjà cité), p. 436

cipant à son mouvement propre de celles accidentellement situées en avant ou en arrière. Au contraire, d'un amas à un autre les étoiles peuvent être, on vient de le voir, de type fort différent.

Un des amas diffus les plus célèbres est celui des Pléïades. Il est formé de 200 étoiles environ, de grandeurs comprises entre 3 et 12 et de spectres variant, par ordre d'éclats décroissants, de B à G_3. Ces étoiles semblent réunies par de vastes traînées de matière nébulaire que la photographie a seule révélées (1) et dont le rayonnement ultraviolet — emprunté aux étoiles à Hélium de la constellation — paraît très intense. On croyait, il y a quelques années, l'amas des Pléïades beaucoup plus riche : la statistique des mouvements propres a permis d'en écarter une foule d'étoiles qui, malgré les apparences, n'en font pas partie. C'est aussi l'examen de ces mouvements qui a montré, comme nous allons le voir, la proximité relative de l'agglomération, laquelle est située à 225 années de lumière de nous. Ce chiffre est un des plus faibles qu'ait révélés l'étude des amas stellaires.

13. Parallaxes des amas diffus. — Les étoiles d'un même amas ont évidemment des mouvements propres communs qui semblent converger vers un point déterminé du Ciel (fig. 196), tout à fait analogue à ce qu'est le « radiant » pour les essaims d'étoiles filantes. La droite OR joignant l'œil de l'observateur à ce point indique dans l'espace la direction vraie du mouvement. Si l'on appelle γ l'angle de cette direction avec le rayon visuel (fig. 202) et si l'on décompose la vitesse v de l'étoile suivant Mx et My, on a comme composantes :

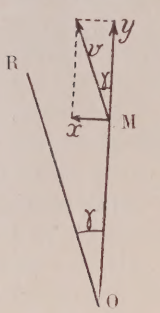


Fig. 202.

$$x = v \sin \gamma, \quad y = v \cos \gamma, \quad \text{d'où} \quad x = y \operatorname{tg} \gamma ;$$

y n'est autre que la vitesse radiale : le spectroscope la donne dès qu'il y a dans l'amas une étoile d'éclat suffisant.

(1) Voir page 625, fig. 190.

On connaît donc x en kilomètres par seconde ; comme on connaît aussi le « mouvement propre » angulaire μ suivant la même direction, on en déduit immédiatement la valeur π de la parallaxe. — En exprimant μ en secondes d'arc par année (de $3{,}16.10^7$ secondes de temps) et en se souvenant que l'unité astronomique de longueur vaut 149.500.000 kilomètres, on a :

$$\pi = \frac{149{,}5}{31{,}6} \cdot \frac{\mu}{x}.$$

On obtient par là une précision que les méthodes ordinaires de mesure des parallaxes sont loin de donner. C'est ainsi que, pour les Hyades, dans le Taureau, la parallaxe moyenne a été trouvée égale à $0'',0245$, avec une erreur probable de 2 0/0. Cela met l'amas à 133 années de lumière de nous, l'étoile la plus proche à 109 et la plus lointaine à 163, le plus grand diamètre de l'agglomération ne dépassant pas 54 années de lumière.

Les diverses méthodes de ce chapitre ont été appliquées par plusieurs astronomes à 70 amas diffus environ. Les distances trouvées sont en général beaucoup plus élevées que celles des Pléïades et des Hyades ; M. Shapley obtient, par exemple, des chiffres compris entre 13.000 et 52 000 années de lumière, la moyenne étant 19.000 (1). Les amas diffus sont donc à des distances comparables à celles qui nous séparent des amas globulaires, mais cependant nettement plus faibles dans l'ensemble et ceci cadre admirablement avec ce que nous avons dit de l'identité probable des deux classes de systèmes.

(1) *Proceedings of the National Academy of Sciences of Washington*, t. 5, 1919, p. 344.

CHAPITRE X

LES NÉBULEUSES SPIRALES

1. Généralités. — Les Nébuleuses Spirales étaient, avec les nébuleuses à raies brillantes, qualifiées d'irrésolubles par les astronomes du dernier siècle. En fait, bien que leurs spectres les rapprochent des amas globulaires, et qu'elles soient, elles aussi, formées de myriades d'étoiles — en plus grand nombre encore — aucune d'elles n'a jamais été *entièrement* « résolue » : les plus puissants instruments n'y révèlent guère, à part quelques exceptions, qu'une sorte de brouillard vaporeux où apparaissent des spires semées de nodosités assez mal définies. La solution probable des problèmes soulevés par ces astres a pourtant fait de grands progrès dans ces dernières années (1) : beaucoup de points mystérieux n'en subsistent pas moins.

Comme plus grand diamètre, les nébuleuses spirales peuvent atteindre 1°30′ : tel est le cas pour la Nébuleuse d'Andromède (M. 31), en apparence la plus vaste de toutes (Pl. XLII). Leur forme est généralement ovale et plus ou moins aplatie, suivant l'angle sous lequel nous les voyons : celles qui n'offrent pas ce caractère sont soit très faibles, soit selon toute probabilité vues par la tranche. Au centre, on aperçoit d'ordinaire un noyau de matière laiteuse de laquelle, aux deux extrémités d'un même diamètre, émanent deux spires — et presque toujours deux seulement — qui peuvent ensuite présenter des bifurcations. Des nodosités

(1) Consulter notamment sur tout ceci : K. Lundmark, The Relations of the Globular Clusters and Spiral Nebulæ to the Stellar System, *Kungl. Svenska Vetenskapsakademiens Handlingar*, t. LX, n° 8, 1919. — Et aussi : Russell, Dugan, Stewart, *Astronomy*, t. II, Boston, 1927 (déjà cité).

La Grande Nébuleuse d'Andromède (Pose 9 heures).
(Télescope de 100 pouces, Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

Nébuleuse de la Chevelure de Bérénice, H. V 24 (Pose 5 heures).
(Télescope de 60 pouces, Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

plus ou moins floues parsèment çà et là les spires que sillonnent en même temps des traînées obscures. Ces traînées sont dues vraisemblablement à une matière nébulaire tout à fait analogue à celle qui constitue les trous noirs de la Voie Lactée : l'aspect des nébuleuses vues par la tranche, telles que celle de la Chevelure de Bérénice (H. V 24) et qu'une raie longitudinale semble partager en deux (Pl. XLIII), suffit à justifier cette induction.

Parfois, comme dans la Nébuleuse des Chiens de Chasse (M. 51) (Pl. XLIV), un noyau secondaire termine une des spires : on a même bâti là-dessus une foule d'hypothèses d'autant plus hasardées que le fait lui-même est loin d'être général. La forme des spires ne saurait malheureusement se prêter à une étude précise : tout ce qu'on peut dire c'est qu'elle n'est pas incompatible avec l'idée d'une spirale logarithmique (1).

2. Nombre et répartition des nébuleuses spirales. — Les amas globulaires et les nébuleuses à raies brillantes ne dépassent guère la centaine ; les nébuleuses spirales se comptent vraisemblablement par millions. M. H. D. Curtis (2) a évalué le nombre de toutes celles qu'on trouve sur les clichés pris au « Crossley Reflector » de l'Observatoire Lick (36 pouces) (Pl. XLV), de 1898 à 1918 : il en a conclu que, dans tout le Ciel, 700.000 nébuleuses au moins peuvent être photographiées avec un instrument de cette puissance, et très probablement plus d'un million. Il y en a sans doute davantage encore de plus faibles : sur tous les clichés à longue pose, on trouve une foison de petites nébuleuses et presque toutes apparaissent spirales dès qu'on y regarde d'un peu près. Ces nébuleuses constituent donc dans l'Univers un phénomène d'une extrême généralité.

(1) E. von der Pahlen, *Astronomische Nachrichten*, t. 188, 1911, n° 4503, p. 249. — Dans ces derniers temps, on a cherché à rendre compte (?) de la forme spirale observée en admettant, dans la loi de l'attraction, un terme en $1/\sqrt{r}$ qui, se superposant au terme principal $1/r^2$, ne serait sensible qu'aux très grandes distances (J.-H. Jeans, *The Observatory*, t. XLVII, 1924, p. 42).

(2) *The Adolfo Stahl Lectures* (cité ailleurs), p. 95.

Leur distribution sur la sphère céleste n'est pas moins remarquable. Contrairement aux autres nébuleuses, contrairement aux amas globulaires, les Spirales semblent fuir la Voie Lactée. Elles sont d'autant plus nombreuses, en apparence du moins, que les étoiles sont plus rares et c'est vers

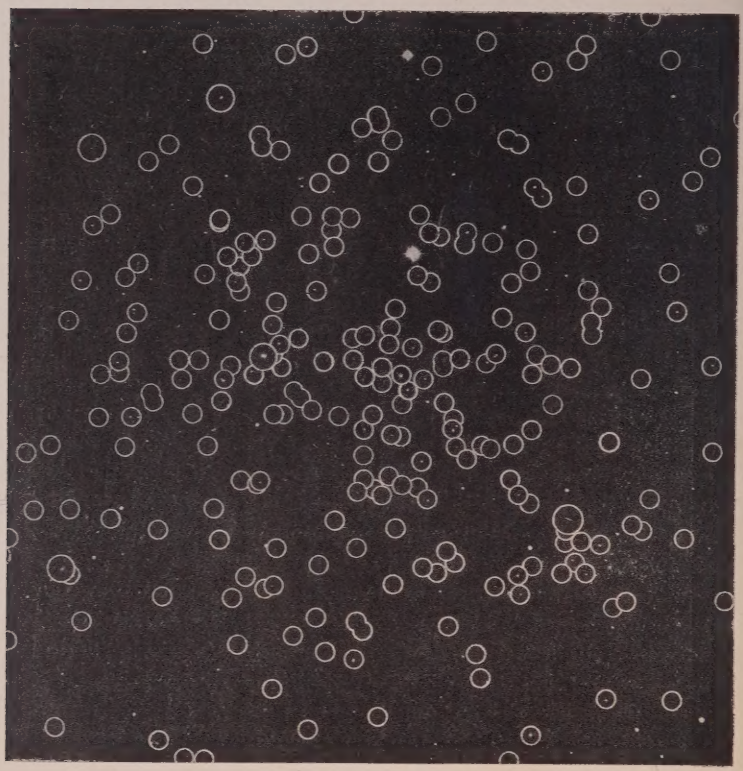


Fig. 203. — Fréquence des petites nébuleuses au voisinage du Pôle galactique boréal. — Région 12 h. 55 m. + 28°30′ ; aire figurée : 38′ × 39′ (H. D. Curtis, Observatoire Lick).

les pôles galactiques qu'on en voit le plus, surtout aux abords du pôle galactique boréal, dans la Chevelure de

Nébuleuse spirale des Chiens de Chasse, M. 51 (Pose 10 h. 45 m.).
(Télescope de 60 pouces, Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

Bérénice (fig. 203). La région polaire australe est moins riche : il y a donc dissymétrie dans la répartition de ces astres. — Il en est de même en longitude. Les longitudes galactiques où il y a le plus d'amas globulaires sont aussi celles où les nébuleuses spirales sont les plus rares (1) : là encore, l'opposition entre les deux classes d'astres semble nettement tranchée.

2. Spectres des nébuleuses spirales. — Leurs vitesses radiales. — Comme les spectres des amas globulaires, ceux de ces nébuleuses sont continus et interrompus par des raies sombres peu nombreuses. On y note parfois — M. E. A. Fath (2) l'a montré — une ou deux raies brillantes des nébuleuses galactiques ou des étoiles de Wolf-Rayet ; mais il n'y a pas, par contre, un seul exemple *net* de nébuleuse galactique de forme spirale et, chez les spirales, le spectre continu l'emporte de beaucoup sur tout autre caractère. Ces astres sont d'ailleurs très faibles ; leur luminosité globale ne dépasse guère la 5e grandeur et, tout comme les amas, ils exigent des spectroscopes très lumineux, des fentes très larges et des poses très longues, allant jusqu'à 75 heures. On comprend, dans ces conditions, la difficulté d'obtenir des spectres passables des nébuleuses spirales et l'incertitude où l'on est resté longtemps à leur égard.

Aujourd'hui ces difficultés ont été vaincues : les spectres de nombreuses nébuleuses ont été étudiés. Ils sont de types compris entre F_3 et K, autrement dit très analogues à ceux des étoiles dites « solaires ». On y voit en général assez nettement les raies de l'Hydrogène H_β et H_γ, celles du Calcium H et K et souvent aussi quelques raies métalliques.

(1) J.-H. Reynolds, *Monthly Notices*, t. LXXXIII, 1923, p. 147.

(2) *Astrophysical Journal*, t. XXXIII, 1911, p. 58 ; XXXVII, 1913, p. 198. — Sur les spectres des nébuleuses spirales en général, voir les travaux de M. Fath dans le *Lick Observatory Bulletin*, t. V, 1909, n° 149, p. 71, *Popular Astronomy*, t. XVII, 1909 ; ceux de V. M. Slipher dans les *Lowell Observatory Bulletins*, t. II, 1913, n° 58, p. 36 ; 1914, n° 62, p. 66 ; t. III, 1917, n° 80, p. 59 ; *Popular Astronomy*, t. XXII, 1914 p. 19 ; XXIII, 1915, p. 21 ; *Public. of the Astr. Soc. of the Pacific*, t. XXX, 1918, p. 346 ; et aussi ceux de Max Wolf dans les *Astronomische Nachrichten*, passim.

Une fois les spectres obtenus, on a pu en déduire les vitesses radiales (1). C'est ce qu'ont fait à partir de 1912 M. V. M. Slipher, puis MM. F. G. Pease et W. S. Adams ainsi que M. W. H. Wright. Les chiffres trouvés se sont tout de suite révélés formidables : ils peuvent atteindre 1.800 km./sec. et excèdent en majorité 500 km./sec., soit 25 fois la vitesse radiale moyenne des étoiles. Mais ce qui est extrêmement remarquable, c'est que (sur 43 qui ont été déterminées jusqu'en août 1924) les 9/10 de ces vitesses radiales correspondent à un *éloignement* (la moyenne est + 730 km./sec.).

4. Problèmes soulevés par les vitesses radiales des nébuleuses spirales. — Ces vitesses colossales, presque toutes dirigées dans le même sens, ont suggéré des interprétations bien étranges. On a imaginé qu'il pouvait exister une force répulsive entre la Voie Lactée et les Spirales, en même temps qu'une force attractive entre elle et les Amas d'étoiles. Il y aurait en somme, entre les amas et les nébuleuses, la même relation qu'entre les électricités de même signe et de signes contraires, ou les électrons négatifs et les ions positifs. C'est assurément possible, bien que rien d'autre ne le fasse supposer; notons cependant que ceci impliquerait entre la Voie Lactée et les nébuleuses spirales une identité de nature très vraisemblable, mais que, justement, M. Shapley, le principal défenseur de l'hypothèse ci-dessus, se refusait à admettre...

On a pensé aussi à invoquer la Théorie d'Einstein. Les vitesses radiales positives ou d'éloignement se traduisent par un déplacement des raies spectrales vers le rouge, déplacement qui revient à dire que les atomes vibrent plus lentement, quand on les observe de la Terre, dans les nébuleuses qu'ici-bas. Cela pourrait signifier que l'Espace-Temps n'est pas infini dans toutes les directions, à la manière de l'Espace d'Euclide, mais *limité*, à la manière du monde non-euclidien de Poincaré (2) (contenu dans une sphère de rayon R et tel qu'en

(1) Voir là-dessus : P. Guthnick dans l'*Astronomie* de Hartmann (déjà cité), 1921, p. 480.

(2) H. Poincaré, *La Science et l'Hypothèse*, Paris (Flammarion), 1902, p. 83.

chaque point à une distance r du centre les longueurs varient proportionnellement à $R^2 - r^2$). A mesure en effet que, dans un pareil monde, on s'éloigne du centre et qu'on se rapproche de la limite infranchissable qui le borne, les mètres raccourcissent. Un effet analogue se produirait pour le Temps, dans l'Espace-Temps d'Einstein (1) : à mesure qu'on approcherait des confins de l'Univers, les montres retarderaient et les vibrations des atomes ralentiraient. C'est ce dernier phénomène que nous constaterions ici : il viendrait souligner l'énorme distance qui nous sépare des nébuleuses spirales.

L'explication est séduisante, mais, avant d'aller chercher aussi loin, il serait peut-être sage d'envisager l'interprétation plus terre à terre de M. Slipher. La majorité des nébuleuses spirales est située dans le voisinage du pôle galactique boréal. La grande prépondérance des vitesses d'éloignement n'a donc pas toute la signification qu'elle posséderait si la distribution des nébuleuses était symétrique. Elle peut être due à un déplacement de notre propre Système Galactique par rapport à l'ensemble de celui, sans doute encore plus vaste, des nébuleuses et vers le point du Ciel opposé à son centre approché. Ce point aurait, d'après M. K. Lundmark (2), pour coordonnées : $\mathcal{R} = 20$ h. 20 m. $\pm$ 3 h.; $D = + 75° \pm 30°$ et la vitesse du mouvement serait de $+ 651 \pm 135$ km./sec.; mais ces chiffres sont, on le voit, loin d'être connus avec précision.

On pourrait songer à trancher la question de la réalité du déplacement en étudiant les mouvements propres transversaux, quitte à tenter ensuite d'évaluer les parallaxes par un détour quelconque. Malheureusement, en mettant les choses au mieux, les nébuleuses spirales sont trop lointaines pour qu'il y ait chance de leur trouver, perpendiculairement au rayon visuel, des mouvements de translation appréciables. M. H. D. Curtis a cependant étudié à ce point

(1) Ou plutôt dans celui plus général encore de M. W. de Sitter (A.-S. Eddington, *Report on the Relativity Theory of Gravitation*, Londres, 1918 (Fleetway Press), p. 89.

(2) *The Observatory*, t. XLVII, 1924, p. 280.

de vue 66 nébuleuses (1) : il leur a trouvé des déplacements de l'ordre de quelques centièmes de seconde d'arc par an (2). Mais il n'y a pas grand fond à faire sur ces résultats que M. Curtis juge lui-même assez douteux.

5. Mouvements giratoires. — Le problème des rotations semble plus accessible : le phénomène de Doppler permet de l'aborder. M. Max Wolf l'a tenté en 1912 sur la Nébuleuse M. 81 de la Grande-Ourse en plaçant la fente de son spectroscope parallèlement au grand axe de l'astre : il a obtenu une vitesse linéaire de 100 km./sec. MM. V. M. Slipher et F. G. Pease se sont alors attaqués à d'autres nébuleuses avec des instru-

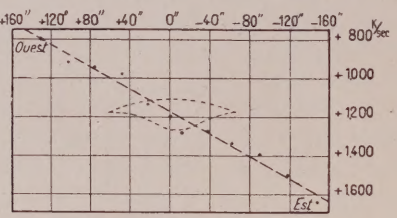


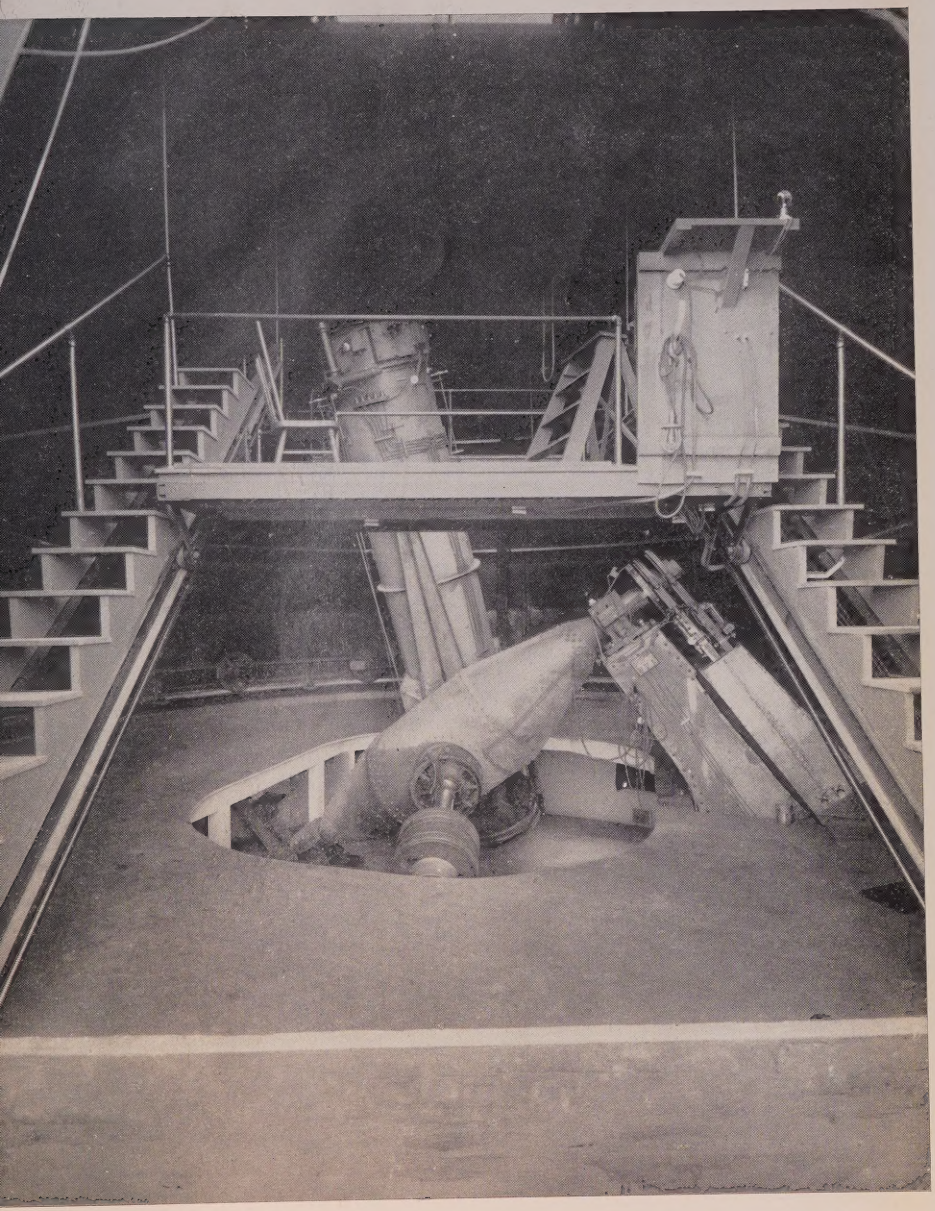
Fig. 204. — Rotation de la Nébuleuse N. G. C. 4594 (d'après Pease).

ments plus puissants. Ils ont trouvé, pour la Nébuleuse d'Andromède M. 31, à 2′ du centre, une vitesse de 300 km./sec., puis pour la Nébuleuse N. G. C. 4594, dans la Vierge, 330 km./sec. à 2′ du centre également (3) (fig. 204). On voit même sur la figure combien la rotation s'effectue régulièrement : la vitesse linéaire est, à peu de chose près, proportionnelle à la distance au centre et la masse tourne comme un corps solide, c'est-à-dire tout d'une pièce. Ce sont là des vitesses formidables, dix fois supérieures à celles que nous rencontrons dans notre système planétaire. L'énormité des vitesses radiales de translation les faisait d'ailleurs prévoir.

(1) *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXVII, 1915, p. 214.

(2) La question a été reprise depuis, avec des résultats du même ordre, par M. Lundmark (*Popular Astronomy*, t. XXX, 1922, p. 623).

(3) P. Guthnick, *loc. cit.*, p. 481.



Le « Crossley Reflector » de l'Observatoire Lick (ouverture 36 pouces = 0 m. 91).
(Cliché de l'Observatoire Lick).

Nébuleuse spirale du Triangle M. 33 (Pose 8 h. 30 m.).
(Télescope de 60 pouces, Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).

Les méthodes spectroscopiques ne sont applicables qu'aux nébuleuses vues obliquement. On s'est demandé si celles que nous apercevons de face ne révéleraient pas également des mouvements de rotation. En fait, M. Adriaan van Maanen a réussi à mettre en évidence de pareils déplacements au Mont Wilson en 1916 (1).

C'est sur la Nébuleuse M. 101 (dans la Grande-Ourse) que les premières tentatives couronnées de succès ont été effectuées. M. van Maanen a comparé ensemble, au blink-microscope, deux séries de clichés exécutées avec le même instrument — soit le Télescope de 60 pouces du Mont Wilson, soit le « Crossley Reflector » de Lick — à quelques années d'intervalles. En pointant les nombreuses nodosités disséminées le long des spires, il a ainsi reconnu que celles-ci se déplaçaient, par rapport aux étoiles voisines du fond du Ciel, en s'éloignant du centre. D'autres nébuleuses ont été étudiées depuis (M. 33 du Triangle (Pl. XLVI et Pl. XLVII), M. 51 des Chiens de Chasse, M. 81 de la Grande-Ourse...) : elles ont confirmé les premières observations. — L'ordre de grandeur des déplacements trouvés, à 5′ du centre pour fixer les idées, variait de 0″,02 à 0″,04 par an. A cette vitesse angulaire une nébuleuse mettrait à faire sur elle-même un tour complet 100.000 ans environ. Dans le sens du rayon vecteur, les déplacements furent environ 3 fois moindres 0″,007 environ par an : ils étaient dirigés vers l'extérieur.

6. Essais d'évaluation des parallaxes. — Puisque, pour certaines nébuleuses tout au moins, nous avons des déterminations de la vitesse radiale de rotation ainsi que du déplacement angulaire, nous devons pouvoir, si ces chiffres sont exacts — et surtout *si les deux groupes de données se correspondent* — obtenir les parallaxes de ces astres. En prenant ainsi (2) la moyenne des vitesses de rotation (en kilomètres)

(1) *Astrophysical Journal*, t. XLIV, 1916, p. 210. — Pour les recherches ultérieures de M. A. van Maanen, voir les « *Contributions* » de l'Observatoire du Mont Wilson, passim. — Voir aussi p. 670.

(2) K. Lundmark, *The Relations of the Globular Clusters and Spiral Nebulæ*, etc. (déjà cité), p. 51.

de 3 nébuleuses (M. 81, N. G. C. 4594, et M. 31), soit 173 km./sec. à 2′ du centre ou 433 km./sec. à 5′, et la moyenne 0″,031 des déplacements annuels de M. van Maanen ou de ses émules, on trouve pour parallaxe 0″,00035. Si ce nombre représentait bien la vraie valeur moyenne des parallaxes des nébuleuses spirales, il les mettrait à 10.000 années de lumière de nous.

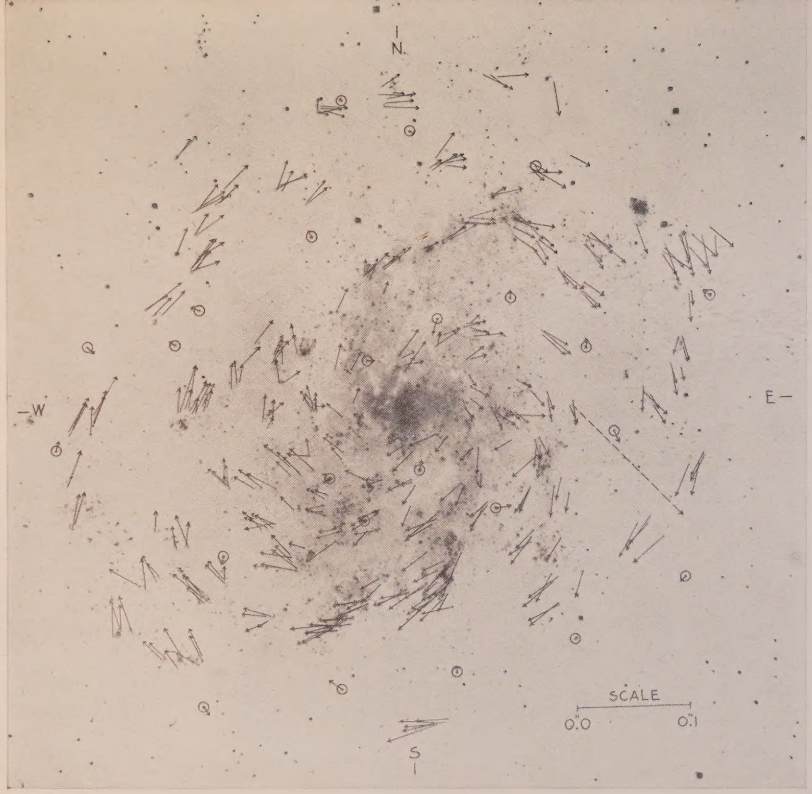
M. K. Lundmark (1) a repris ces estimations et aussi les mesures de M. van Maanen, en étudiant à nouveau ses clichés : il a trouvé des distances plus élevées : 40.000 ou 50.000 années de lumière. Ce même astronome a également tenté de profiter du nombre croissant des déterminations de vitesses radiales et de mouvements propres de nébuleuses spirales pour leur appliquer les méthodes statistiques qui réussissent, comme on sait, lorsqu'il s'agit des étoiles (2). C'est ainsi que 43 vitesses radiales lui ont donné d'abord la direction et la vitesse du mouvement du Système Galactique par rapport à l'ensemble des nébuleuses, puis la parallaxe moyenne de celles-ci : le résultat obtenu correspond à 76.000 années de lumière. Les mouvements propres angulaires, bien que beaucoup trop peu nombreux encore, ont donné des valeurs de même ordre.

Ce sont là des chiffres élevés : il est extrêmement probable qu'ils sont cependant 10 ou 20 fois trop faibles — Mais les données sont bien incertaines. Pour les mouvements giratoires, les *mesures* de MM. Lundmark et van Maanen diffèrent en effet du simple au décuple.....

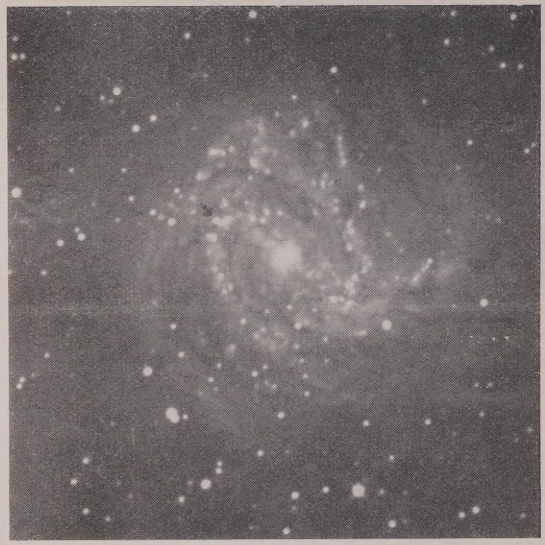
7. Novæ et Céphéides des nébuleuses spirales. — Ce qui tend à faire croire surtout à l'extrême éloignement des nébuleuses de cette classe, c'est le peu d'éclat des novæ qu'on y découvre de temps à autre (Pl. XLVII). On en avait déjà vu une autrefois, en 1885 dans la Nébuleuse d'Andromède, en 1895 dans une autre (N. G. C. 5253) et toutes deux avaient atteint

(1) *The Observatory*, t. XLVIII, 1925, p. 205-207.

(2) K. Lundmark, *The Observatory*, t. XLVII, 1924, p. 279. — Pour les méthodes auxquelles nous faisons allusion, voir Eddington, *Stellar Movements* (déjà cité).



Mouvements giratoires annuels dans la Nébuleuse du Triangle, M. 33.
(A. van Maanen, Cliché de l'Observatoire du Mont Wilson).



Découverte d'une Étoile temporaire dans
la Nébuleuse spirale N. G. C. 5236.

L'Étoile située en face la flèche n'existe pas sur les photographies antérieures au 7 mai 1927.

(C. O. Lampland, Télescope de 42 pouces de Flagstaff,
Cliché de l'Observatoire Lowell).

la grandeur 7,2. Mais depuis 1917 l'activité de certains Observatoires a beaucoup accru le nombre des découvertes et, en 1925 (1), 46 novæ avaient été déjà ainsi signalées, rien que dans la seule Nébuleuse d'Andromède. Tous ces astres éprouvent des fluctuations rappelant celles des novæ galactiques dont rien ne paraît les distinguer. Seulement les novæ des nébuleuses sont beaucoup plus faibles.

Or il est naturel de penser que le phénomène des novæ est le même pour tout l'Univers. C'est là une hypothèse analogue à celle qui a si bien réussi déjà pour les amas globulaires. Si l'on admet alors que l'éclat *absolu* moyen des novæ des Spirales est, lors de leur luminosité maxima, le même que celui des novæ galactiques, on peut, en partant de la parallaxe moyenne de ces dernières, évaluer celles des nébuleuses spirales. Tel est le principe qu'a appliqué M. K. Lundmark (2).

Les novæ des spirales ont en moyenne une grandeur maximum de 15,5, celles de la Voie Lactée de 2,9 avec des parallaxes comprises entre 0″,006 et 0″,001. En passant (par la formule de Pogson) des grandeurs stellaires aux intensités, on trouve ainsi pour les nébuleuses spirales des parallaxes comprises entre 0″,000 022 et 0″,000 004. Pour la Nébuleuse d'Andromède le chiffre que M. Lundmark juge le plus plausible est 0″,000 005 ; il la mettrait à 650 000 années de lumière de nous et lui donnerait un diamètre de 23.000.

Les bases sur lesquelles reposent ces évaluations sont fort admissibles : leur application ne va pas toutefois sans difficultés. Nous connaissons mal par exemple les parallaxes de la plupart des novæ de la Voie Lactée ; de plus il n'est pas certain que l'éclat des novæ des nébuleuses n'est pas affaibli par quelque matière obscure périphérique ; enfin — et ceci enlève irrémédiablement à la méthode toute précision — l'éclat maximum des novæ paraît différer beaucoup d'un cas à l'autre.

(1) E.-P. Hubble, *The Observatory*, t. XLVIII, p. 139. — Voir p. 609.
(2) Mémoire cité au § 1. — Voir aussi *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXV, 1923, p. 115.

Une brillante découverte, due à M. E. P. Hubble (1), est venue compléter fort à propos nos informations. Déjà M. J. C. Duncan avait signalé en 1922 (2), dans la Nébuleuse du Triangle (M. 33), trois points dont l'éclat variait visiblement. M. Hubble, à l'aide du Télescope de 100 pouces du Mont Wilson, a pu porter à 47 le nombre de ces points et il en a trouvé 36 dans la Nébuleuse d'Andromède. Ces étoiles — car il ne saurait s'agir d'autre chose — ont des courbes de lumière analogues à celle de δ Cephei ; elles ne dépassent guère d'ailleurs la 18e grandeur ; mais leur éclat, point capital, semble lié à la durée de leur période par la loi si curieuse de Miss Leavitt, que M. Shapley a appliquée aux amas globulaires. En se fondant sur cette loi, M. Hubble a réussi à obtenir la grandeur *absolue* des variables en question et, grâce à la courbe construite par M. Shapley concernant les Céphéides de notre système (fig. 198), il s'en est servi pour évaluer la distance des deux nébuleuses envisagées. Toutes deux semblent, d'après cela, sensiblement à la même distance de nous, 285.000 parsecs ou 930.000 années de lumière et le fait que la loi invoquée paraît fort exactement satisfaite (pour M. 33 surtout) donne à cette évaluation un poids presque décisif.

8. Contradictions. — Nous voyons donc qu'il existe une opposition très nette entre les deux genres de procédés employés pour apprécier la distance des nébuleuses spirales : les méthodes « mathématiques », en apparence plus rigoureuses, donnent des chiffres de l'ordre de 60 000 années de lumière alors que les évaluations astrophysiques en fournissent de 10 ou 15 fois plus forts.

Il a semblé difficile de concilier les deux résultats. Dans un cas les nébuleuses ne seraient pas plus loin de nous que les amas globulaires, dans l'autre elles apparaîtraient excessivement lointaines et l'immensité de l'Univers s'accroîtrait

(1) *Popular Astronomy*, t. XXXIII, 1925, p. 252.

(2) *Publ. of the Astron. Soc. of the Pacific*, t. XXXV, 1922, p. 290. La Nébuleuse du Triangle est la seule, avec celle d'Andromède, qui soit visible à l'œil nu.

ainsi presque sans limites. La place qu'occupent dans la Nature les nébuleuses spirales et celle que nous y occupons nous-mêmes, nous, notre Soleil et les astres qui nous entourent, dépend donc de la solution que l'on donne au problème de la distance des nébuleuses. Mais, avant d'être en mesure de discuter ces questions, il convient de passer en revue ce que l'on croit savoir de positif sur la constitution de la Voie Lactée elle-même.

9. La Voie Lactée. — La Voie Lactée est, à proprement parler, cette traînée blanchâtre, de largeur et de forme irrégulières, bifurquée par endroits, semés de golfes et de trous noirs, qui s'étend à travers tout le Ciel boréal et se continue dans l'hémisphère austral, le long d'un grand cercle de la sphère céleste.

Bien avant l'invention des lunettes, des hommes perspicaces avaient déjà soupçonné la vraie nature de cette nébulosité : Démocrite (460-370 av. J.-C.), l'inventeur des atomes, fut aussi le premier à deviner là — sans bien entendu pouvoir rien prouver — une poussière d'étoiles trop éloignées pour nous apparaître distinctes. De fait, quand on regarde à la lunette une région de la Voie Lactée, on reconnaît sans peine que son aspect ne diffère pas essentiellement des autres endroits du Ciel, sinon que les étoiles y sont beaucoup plus nombreuses, surtout au-dessous de la 8^{e} grandeur et cela d'autant plus que l'on envisage des étoiles plus faibles.

Mais la Voie Lactée n'est pas qu'un accident au milieu du Ciel étoilé. Sans qu'il y paraisse de prime abord, presque tout l'ensemble des étoiles s'y rattache plus ou moins étroitement. W. Herschel l'a montré autrefois et les travaux modernes l'établissent avec une évidence croissante : nous avons ici sous les yeux l'ossature du vaste système d'étoiles dont fait partie le Soleil et auquel seules les nébuleuses spirales semblent totalement étrangères.

10. Répartition des étoiles suivant leurs grandeurs, par rapport a la Voie Lactée. — On ne saurait, pour étudier cette répartition, entreprendre de compter une à une toutes les

étoiles du Ciel. W. Herschel, qui, le premier, aborda ce problème, opérait par « jauges » (par coups de sonde) : il choisissait un certain nombre de régions régulièrement distribuées sur la sphère céleste par rapport au plan moyen de la Voie Lactée, et dans chacune il faisait la statistique des étoiles rencontrées : une simple proportion lui permettait ensuite d'étendre les résultats au Ciel entier. C'est toujours de cette façon qu'on a procédé depuis, dans les statistiques plus récentes et notamment dans celles de H. von Seeliger (1), de J. C. Kapteyn (2), de S. Chapman et P. J. Melotte (3) et de C. V. L. Charlier (4).

Pour étudier la densité stellaire, on peut, par exemple, envisager le nombre d'étoiles par degré carré dans une série de zones de 10° de large, situées de part et d'autre du plan moyen de la Voie Lactée et qu'on peut désigner par leur parallèle moyen : 5°, 15°, 25°..., 55°, 65°, 80°, la VIII^{e} zone s'étendant exceptionnellement de 70° à 90°. — Ce sont surtout les nombres relatifs qui sont intéressants : on définit alors la *concentration galactique* par le rapport du nombre moyen des étoiles par degré carré dans la I^{re} zone ($\pm$ 5°) et dans la VIII^{e} ($\pm$ 80°).

Quand on effectue ces statistiques par grandeur, on constate : 1° Que le nombre des étoiles par degré carré, croît régulièrement, de zone en zone, des pôles galactiques à l'équateur, où la densité stellaire est maxima. C'est ce dont on ne se douterait guère, à voir les contours tranchés de la Voie Lactée ; 2° Que la loi précédente se vérifie pour toutes les grandeurs ; 3° Que la concentration galactique, constante jusque vers la 8^{e} grandeur, s'accroît ensuite très vite à mesure qu'il s'agit d'étoiles plus faibles (Tableau ci-contre).

(1) *Sitzungsberichte der Königlichen Bayrischen Akademie,* 1899, p. 363 ; 1911, p. 413 ; 1912, p. 451.

(2) *Groningen Publications*, n° 27, 1917.

(3) *Memoirs of the Royal Astronomical Society of London*, t. LX, part. 4, 1914 et part. 15, 1915.

(4) *Meddelanden från Lunds Astronomiska Observatoriums*, Sér. II, nos 8, 14, 1912-18. — Voir aussi sur toute cette question : H. Kobold, *Das Sternsystem*, article de l'*Astronomie* de J. Hartmann (déjà cité) ; A. Kopff, *Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik*, t. V, IIe partie, Braunschweig, 1928 (Vieweg), pp. 430-488.

Gr. apparente	Nombre moyen d'étoiles par degré carré dans les régions de latitude moyenne galactique :							
	5°	15°	25°	35°	45°	55°	65°	80°
8,5	3,3	2,4	1,9	1,5	1,4	1,3	1,3	1,2
	3,2	3,0	2,9	2,9	2,8	2,8	2,7	2,7
9,5	10,4	7,3	5,5	4,4	3,9	3,7	3,5	3,4
	2,8	2,7	2,6	2,5	2,5	2,4	2,4	2,3
10,5	29	20	14	11	10	9	8	8
	2,8	2,7	2,6	2,5	2,4	2,4	2,3	2,2
11,5	81	53	36	28	23	21	19	17
	2,6	2,5	2,4	2,3	2,2	2,1	2,1	2,0
12,5	209	130	86	63	51	44	39	35
	2,4	2,3	2,2	2,1	2,1	2,0	1,9	1,8
13,5	507	301	192	135	105	88	75	64
	2,2	2,2	2,1	2,0	1,9	1,8	1,8	1,8
14,5	1138	676	398	267	200	160	132	112
	2,2	2,2	2,0	1,9	1,8	1,8	1,7	1,7
15,5	2483	1479	800	514	369	282	229	195
	2,2	2,1	2,0	1,8	1,8	1,8	1,7	1,7
16,5	5495	3162	1585	933	661	501	398	331
	2,2	2,1	2,0	1,8	1,7	1,7	1,7	1,7
17,5	12020	6607	3090	1660	1148	871	692	550

Ce sont donc surtout les très petites étoiles qui constituent la Voie Lactée. On trouve, dans les mêmes dénombrements, la preuve que celle-ci ne s'étend pas à l'infini suivant toutes les directions et que sa forme est très aplatie, dans un rapport voisin de 1 à 6. — Nous avons vu en effet (1) que, si les étoiles étaient également distribuées dans l'espace et si l'éloignement causait seul les différences de grandeur apparente, le rapport du nombre des étoiles d'une grandeur à la suivante serait sensiblement 3,98 : or cette proportion n'est en fait pas vérifiée ; elle l'est d'autant moins qu'il s'agit d'étoiles plus faibles et plus voisines des pôles galactiques. Ainsi, dans la zone 5°, il y a 3,2 fois plus d'étoiles de grandeur 9,5 que de grandeur 8,5 et seulement 2,2 fois plus d'étoiles de grandeur 17,5 que de grandeur 16,5 ; par contre, dans la zone 80°, ces mêmes rapports deviennent respectivement 2,7 et 1,7, ce qui revient à dire que les étoiles s'y raréfient d'autant plus vite que l'on envisage des étoiles plus petites. — La « Voie Lactée » est donc bien aplatie.

On a reconnu — par l'étude directe des parallaxes — que, dans une sphère de 5 parsecs de rayon dont le Soleil serait le centre, il y a environ 20 étoiles. Voilà pour le voisinage du Soleil. M. Kapteyn a tiré de ses vastes recherches la densité stellaire aux diverses distances (2) ; il a trouvé :

Distance en parsecs.	0	50	135	213	540	850
Densité stellaire. .	1	0,99	0,86	0,67	0,30	0,15

La statistique a été prolongée dans la suite, avec le concours de M. P. J. van Rhijn (3) ; elle a montré qu'à 5 500 parsecs la densité stellaire est de l'ordre de 0,025 (par rapport au centre) ; elle n'est plus que de 0,01 à 9 000 parsecs — ces deux chiffres pour le plan équatorial. En complétant ces données pour les autres directions, on peut tracer une figure schématique représentant la densité stellaire correspon-

(1) Page 16.

(2) Eddington, *Stellar Movements* (déjà cité), p. 220.

(3) *Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory*, n° 188, 1920. — Voir aussi J. C. Kapteyn, même recueil, n° 230, 1922.

dant aux diverses régions de l'espace (fig. 205). Les véritables dimensions de la Voie Lactée résultent de là : on peut en estimer le diamètre équatorial de 30 à 60.000 années de lumière, le diamètre polaire de 5.000 à 10.000.

MM. Kapteyn et van Rhijn ont même été plus loin. Ils ont entrepris, pour toutes les étoiles dont les distances probables pouvaient être évaluées, la statistique de leur nombre par grandeurs absolues : ils ont reconnu ainsi que, si les « géants » dominent parmi les astres voisins de nous, les « nains » sont dans l'ensemble en très grande majorité.

MM. Kapteyn et van Rhijn ont aussi trouvé que la seule

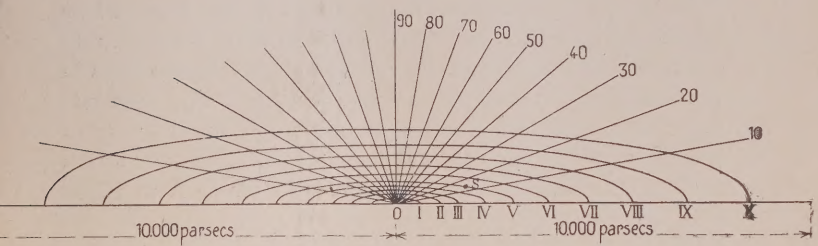


Fig. 205. — Variation de la « densité stellaire » avec la distance (Kapteyn et van Rhijn).

gravitation suffisait à expliquer les vitesses *observées* des étoiles, pourvu qu'on leur attribuât la masse moyenne déjà révélée par les étoiles doubles. *Mais ici la matière non-lumineuse intervient aussi...* Contrairement à ce que l'on a cru souvent, les masses obscures ne sauraient donc — fait capital — l'emporter de beaucoup sur les étoiles brillantes.

En résumé, la « Voie Lactée », contemplée du dehors, aurait l'aspect d'un disque lenticulaire faisant songer aux nébuleuses spirales telles que celle d'Andromède. Les amas globulaires au contraire, malgré la légère concentration équatoriale de certaines de leurs étoiles, ne présentent aucunement cette apparence : vu de l'Amas d'Hercule, le Système Galactique ne lui ressemblerait sûrement pas.

11. Distribution des étoiles par rapport au plan galactique, suivant leurs types spectraux. — Une question importante, intimement liée à de nombreux problèmes cosmogoniques, est celle de la répartition dans l'espace des étoiles des divers types spectraux.

Si l'on n'envisage que les étoiles de grandeur inférieure (1) à 6,25, seules assez brillantes pour être observables au spectroscope, on trouve les concentrations galactiques suivantes (2) :

B	A	F	G	K	M
20	3	1,6	1,6	1,5	1,5

Comme la concentration moyenne des étoiles de grandeur 6,25 est environ 2,2, on conclut de là : 1° Que les étoiles de classe B (à Hélium) sont très fortement concentrées dans le plan galactique : ceci vient souligner leur étroite parenté avec les nébuleuses diffuses au milieu desquelles on les trouve si souvent plongées, et elles-mêmes condensées dans le plan galactique ; 2° Que les étoiles de classe A manifestent une légère prédominance dans le même sens ; 3° Que toutes les autres étoiles au contraire, surtout celles des classes K et M, ne sont relativement pas concentrées dans le plan galactique. — Il est à noter que les types K et M comprennent à la fois des géantes et des naines : les constatations ci-dessus, fondés sur des étoiles *brillantes*, concernent donc surtout des géantes, ce qui est à rapprocher de la distribution analogue des étoiles géantes des amas globulaires.

D'autres astres que les étoiles des classes B et A sont aussi concentrés dans le plan galactique. Nous avons vu que les étoiles de Wolf-Rayet s'y trouvent toutes sans exception (ou bien dans les Nuées de Magellan) ; presque toutes les novæ également (à part celles des nébuleuses spirales) et aussi les nébuleuses diffuses. Les Céphéides, M. Shapley l'a mon-

(1) C'est-à-dire plus brillantes que les étoiles de gr. 6,25.

(2) Tableau tiré des *Annals of Harvard College Observatory* t. LXVI, 1909, p. 144.

tré, ont le même caractère, tout au moins celles de périodes supérieures à un jour (1).

Les étoiles de classe N (carbonées et très rouges) offrent aussi une prédilection pour la Voie Lactée ; les étoiles à raies d'étincelle (telles que α Cygni) également (2). Enfin les étoiles doubles (3), surtout les couples à éclipses du type d'Algol, sont aussi plus nombreuses dans le plan galactique qu'ailleurs et c'est là encore un fait très significatif.

Le pôle galactique a pour coordonnées, d'après E. C. Pickering : $\mathcal{R} = 190°$, $\mathcal{D} = +28°$. — Les pôles des plans de concentration maximum des divers astres que nous venons d'énumérer (Etoiles des classes B et N, de Wolf-Rayet, Variables à éclipses, Céphéides, Etoiles *c*, Novæ, Nébuleuses diffuses) ne diffèrent de celui-ci que de 6° au plus en $\mathcal{R}$ et de 1°7 au plus en $\mathcal{D}$ (4). On voit la netteté du phénomène signalé.

12. Distances et classes spectrales. — Une autre loi remarquable relie la distance et la classe spectrale. M. W. W. Campbell (5) a obtenu les résultats suivants, exprimés en « années de lumière », confirmés à Göttingen par des statistiques indépendantes fondées sur les mouvements propres :

Classe	B	A	F	G	K	M
Distance moyenne .	430	196	91	147	222	306

On voit que les étoiles les plus voisines de nous sont celles de type compris entre F et G, et plutôt plus près de F c'est-à-dire celles de type solaire ou un peu moins avancées. Les étoiles les plus lointaines sont celles de classe B (à Hélium). Viennent ensuite les étoiles de classe M (ou

(1) Les autres ont sans doute de plus faibles masses (loi de Miss Leavitt) et partant de plus grandes vitesses (v. p. 598 et p. 509) : elles doivent donc tendre plus vite à se répartir également dans tout l'espace.

(2) Newcomb-Engelmann-Ludendorf, *Populäre Astronomie*, p. 576 (d'après E. Hertzsprung).

(3) Aitken, *Binary Stars* (déjà cité), p. 260.

(4) D'après E. Hertzsprung, 1912 (Voir Scheiner-Graff, *Astrophysik*, déjà cité, p. 445).

(5) Voir Kobold, *loc. cit.*, p. 556 (tableau).

plutôt les géants rouges que seules les statistiques spectrales peuvent atteindre directement. Et ceci nous fait comprendre pourquoi les étoiles des classes F et G ne semblent pas concentrées dans la Voie Lactée : c'est tout simplement parce qu'elles sont relativement peu éloignées. Il en va tout autrement des étoiles de type K et surtout M : celles-là sont vraiment à peu près également réparties dans toutes les directions de l'espace et ce n'est pas leur proximité qui les fait paraître ainsi.

Les principaux phénomènes révélés par les statistiques précédentes se retrouvent dans les amas globulaires, où les étoiles les plus éloignées du centre sont aussi les plus bleues et où les étoiles géantes rouges sont à peu près également réparties. Le premier caractère, d'ailleurs plus marqué, est aussi perceptible dans les nébuleuses spirales : l'indice de coloration du noyau y est supérieur à celui des nodosités des spires (1) : autrement dit, les régions centrales sont moins bleues que la périphérie.

13. Absorption possible de la lumière dans le plan galactique. — Toutes les conclusions que MM. Kapteyn et van Rhijn ont tirées de leurs recherches concernant la forme ou les dimensions du système galactique supposent que la lumière n'est pas sensiblement absorbée dans l'espace interstellaire. — Est-ce bien vrai ?

Il peut y avoir ici trois sortes d'absorption différentes. — Une *absorption sélective* d'abord, conforme à la loi de Kirchhoff et telle qu'il s'en produit dans les gaz. Les raies stationnaires (H et K par exemple) que révèlent certaines étoiles (2) attestent sa réalité par endroits ; mais il semble bien que le phénomène soit tout local et confiné au voisinage de masses nébuleuses obscures. — L'éclat des étoiles peut aussi être diminué par l'*interposition de corps opaques* de dimensions notables, analogues aux planètes, aux astéroïdes, aux météorites ou aux compagnons presque

(1) F. H. Seares, *Proceedings of the National Academy of Washington*, t. 2, 1916, p. 553.

(2) Voir page 642.

obscurs des couples à éclipses. Cette absorption-là existe sûrement, elle aussi (1) et elle affaiblit toutes les couleurs également, ce qui permet de la distinguer de la suivante. — Il y a en effet un troisième genre d'absorption, qui provient de la *diffusion* par des poussières très ténues ($< 0{,}1\ \mu$) ou par des molécules gazeuses, poussières et molécules dont la désagrégation des comètes et les éruptions solaires ou stellaires peuplent sans doute tout l'espace.

Cette diffusion dont nous avons souvent parlé est la cause de la couleur bleue du Ciel. Inversement proportionnelle à λ^4, elle est d'autant plus accentuée qu'il s'agit d'une lumière plus bleue : elle doit tendre à faire paraître plus rouges les astres lointains, indépendamment de leur type spectral. En fait, on constate que, passé la 16e grandeur, il n'existe plus d'étoiles ayant un indice de coloration inférieur à + 0,5, alors qu'il doit y avoir, selon toute probabilité, beaucoup d'étoiles de classe A de cette grandeur.

C'est là, peut-être, un signe d'absorption (2). On expliquerait ainsi tout naturellement l'absence de nébuleuses spirales et d'amas globulaires dans les régions équatoriales de la Voie Lactée (3) : sur ces astres lointains, l'obscurcissement, inobservable pour les corps plus rapprochés, se ferait sentir dans toute sa force.

Il faut dire que cette interprétation n'est pas acceptée par tous : M Shapley, notamment, y est opposé : il fait remarquer que dans les amas globulaires, on aperçoit des étoiles

(1) Elle ne doit pas être considérable ; le nombre des astres obscurs ne saurait être élevé, comparé à celui des astres lumineux : le mémoire de Kapteyn et van Rhijn (voir p. 677) le donne du moins à penser.

(2) L'ordre de grandeur de cette absorption a été très diversement évalué : il ne s'agirait en somme que d'un affaiblissement compris entre 0,001 gr. et 0,00001 gr par parsec traversé... peut-être moins encore. Voir là-dessus : H. S. Jones, *Monthly Notices of the R. A. S.*, t. LXXV, 1914, p. 4 ; L. Vessot King, *Transactions of the Royal Society of Canada*, série III, t. IX, 1915, p. 99 ; Kobold, *loc. cit.*, p. 545.

(3) Le R. P. J. G Hagen pense même avoir découvert, dans de nombreux endroits du Ciel, des régions anormalement pauvres en étoiles, qu'il attribue à l'interposition de *légers* nuages de matière absorbante (*Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 3e série, t. I, Rome, 1920. — La question est encore discutée.

au moins aussi bleues que les plus bleues de notre système, ce qui n'aurait pas lieu si, entre eux et nous, il y avait de la matière diffusante. Mais *les amas globulaires ne sont pas situés dans le plan galactique équatorial*, plan dont il est ici surtout question. On a dit aussi que les étoiles faibles sont peut-être réellement en majorité rouges ou jaunes, ce qui est probablement vrai, mais n'exclut pas l'hypothèse précédente, dont la vraisemblance semble renforcée par la présence indéniable de grandes masses de matière diffuse, brillante ou obscure, dans le plan de la Voie Lactée.

14. Assimilation de la Voie Lactée a une nébuleuse spirale. — Il y a déjà longtemps qu'on a eu cette idée. Un astronome hollandais, M. C. Easton (1), par une reconstitution dans l'espace de la structure de la Voie Lactée, a beaucoup contribué à l'accréditer : tout le système des étoiles que nous apercevons pourrait sans peine être assimilé à une vaste agglomération dont nous occuperions sensiblement le centre et dont les parties les plus brillantes devraient leur richesse en étoiles à la superposition par perspective des deux branches d'une spirale. Les deux courants d'étoiles découverts il y a 20 ans par M. Kapteyn (2) cadreraient aussi fort bien avec cette interprétation.

Notre Soleil serait à peu près dans le plan de la Voie Lactée, pas tout à fait cependant et un peu plus au Nord (à 38 parsecs, d'après Kapteyn ; à 60, d'après M. Shapley (3)) : le fait que la traînée blanche ne suit pas exactement un grand cercle de la sphère céleste suggère en effet cette situation. — Le centre du système serait dans la direction où nous apercevons les nuages stellaires les plus denses, c'est-à-dire vers le Scorpion ou le Sagittaire, à quelque 650 parsecs de l'axe du système, distance à laquelle la distribution des étoiles d'une part et de l'autre l'étude des deux courants semblent le placer.

(1) *Astrophysical Journal*, t. XII, 1900, p. 136 et t. XXXVII, 1913, p. 105.

(2) Voir H. Andoyer et A. Lambert, *Cours d'Astronomie*, t. II, 1924, p. 204 (Paris, Hermann).

(3) *Contributions from the Mount Wilson* etc., n° 157, 1918, p. 23.

Enfin la matière nébulaire équatoriale (lumineuse ou obscure), sans parler de celle plus disséminée et moins dense encore à laquelle nous faisions allusion tout à l'heure, semble, nous l'avons dit, identique à celle que nous révèlent les nébuleuses spirales vues par la tranche (Pl. XLIII) (1).

15. Nature des nébuleuses spirales. — Les « Island Universes ». — Mais laissons un moment ces comparaisons et passons aux problèmes que nous pose l'explication des nébuleuses spirales elles-mêmes. Il existe à leur sujet deux théories.

M. Shapley, se basant surtout sur ses évaluations des distances des amas globulaires, juge les diamètres apparents des nébuleuses trop petits pour qu'on puisse les assimiler avec quelque vraisemblance à la Voie Lactée, dont il évalue généreusement le diamètre à 300.000 années de lumière (2) : à la distance où les auteurs plus hardis mettent la Nébuleuse d'Andromède, disons 1 million d'années de lumière, celle-ci, si c'était une autre « Voie Lactée », devrait avoir un diamètre apparent de 17°. Les nébuleuses spirales ne sont d'après l'astronome américain, guère plus éloignées que les amas : elles sont par suite beaucoup plus petites que notre système.

Quel rôle jouent-elles alors dans l'Univers ? La vérité est qu'on ne le voit pas trop et M. Shapley ne précise pas. Le plus simple est peut-être de les considérer, avec M. J. H. Jeans (3), comme des sortes d'organismes particuliers d'où sortiraient successivement par intervalles les différentes étoiles du Ciel : les nébuleuses rappelleraient ainsi ces fleurs dont l'ovaire laisse échapper, l'automne venu, les graines au gré du vent. — Cette conception ne manque pas de poésie ; seulemment elle soulève plus d'énigmes qu'elle

(1) La grande bifurcation si visible qui, dans la Voie Lactée, va du Cygne au Centaure, est sans doute due à un effet de ce genre.

(2) *Contributions from the Mount Wilson etc.*, n° 157. 1918, p. 6. — Dans ses travaux plus récents M. Shapley, ayant trouvé des agglomérations d'étoiles encore plus lointaines que les amas globulaires (N. G. C. 6822 p. ex.), aurait plutôt tendance à augmenter le chiffre cité ici (Voir : Dingle, *Modern Astrophysics*, déjà citée, p. 370).

(3) *Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics* (Cambridge, *University Press*, 1919), p. 203.

n'en résout. Sans insister sur les points qu'elle laisse de côté, on se demande pourquoi ces astres générateurs d'étoiles seraient tous rassemblés dans les régions du Ciel les plus désertes, aux confins de notre système et paraîtraient le fuir à des vitesses énormes. Les nodosités en mouvement de M. van Maanen semblent, il est vrai, donner raison à M. Jeans : on croit *voir* les étoiles sortir de la nébuleuse, mais l'analogie est bien superficielle et ce n'est évidemment pas la seule explication possible.

A cette hypothèse s'oppose la conception des « Island Universes », pour parler comme W. Herschel. C'est celle que défendent — jusqu'à preuve du contraire, bien entendu — MM. W. W. Campbell, H. D. Curtis, A. S. Eddington et en somme la majorité des astronomes (1). La Voie Lactée ne serait pas, dans l'Univers, le seul objet de son espèce ; les Nébuleuses spirales formeraient autant de Voies Lactées ; leurs distances seraient de l'ordre de 1 million d'années de lumière et leurs diamètres de l'ordre de 50.000.

On s'expliquerait ainsi leur grand nombre, leurs vitesses radiales et leurs vitesses de rotation colossales, qui semblent nous les montrer à une échelle si supérieure aux autres astres. La difficulté de les résoudre en étoiles distinctes, alors que tant d'amas globulaires sont aisément résolubles, les fait, à elle seule, présumer plus lointaines. Leur spectre, de type solaire, assez énigmatique pour MM Shapley et Jeans, devient ici fort naturel, puisque c'est celui du noyau de la Voie Lactée elle-même. Enfin leurs autres caractères : forme aplatie, spires, novæ, Céphéides, matière nébuleuse équatoriale n'ont plus, nous l'avons vu, pour les observateurs de la Voie Lactée, rien d'inattendu.

Mais il y a plus. M. E. Hubble vient de mettre en évidence, dans quelques nébuleuses spirales, de petites nébuleuses à raies brillantes (2). Il a pu surtout, grâce au Télescope de 100 pouces du Mont Wilson, *résoudre* en agglomérations d'étoiles les parties périphériques de certai-

(1) Voir là-dessus H. D. Curtis, *Adolfo Stahl Lectures*, p. 95.
(2) *Popular Astronomy*, t. XXXIII, 1925, p. 338.

nes d'entre elles (1). — Il semble bien que ce soit là la preuve cruciale qui jusqu'ici manquait aux partisans des « Island Universes ».

L'objection dont nous parlions tout à l'heure, tirée des énormes dimensions apparentes qu'auraient, dans cette hypothèse, les nébuleuses spirales n'a pas, croyons-nous, beaucoup de gravité. Certains astronomes, et des plus compétents, n'hésitent pas à considérer les chiffres de M. Shapley comme exagérés (2), deux ou trois fois peut-être. Sans insister sur ce point, il y a peut-être, dans toute cette controverse, un malentendu. Dire, comme le fait M. Shapley, que les amas « font partie » de la Voie Lactée n'a pas un sens bien précis ; c'est aller un peu loin que de partir de là pour attribuer à celle-ci le diamètre *maximum* du système des amas, alors que les statistiques stellaires les plus sérieuses aboutissent à des chiffres 10 ou 20 fois moindres.

La contradiction que soulèvent les mesures spectroscopiques des vitesses de rotation, quand on les compare aux déplacements angulaires des nodosités a paru plus sérieuse : on trouve par ce moyen des distances 10 ou 12 fois plus faibles au moins que la vraisemblance — d'accord avec la méthode des novæ ou celle des Céphéides — ne le permettrait. Peut-être les nodosités étudiées par M. van Maanen vont elles beaucoup plus vite *en réalité* que la matière stellaire avoisinante et qui constitue les parties centrales, seules justiciables du spectroscope ; peut-être ce dernier appareil ne donne-t-il pas ici la vraie vitesse des étoiles qu'on croit atteindre par son entremise.... Peut-être surtout les méthodes de mesure employées comportent-elles de graves erreurs systématiques encore inconnues.

Un avenir prochain tranchera sans doute définitivement ces difficultés. Elles ne nous empêchent pas cependant de con-

(1) *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, t. XXXVII, 1925, p. 100.

(2) Notamment M. K. Lundmark, *Publications of the Astr. Soc. of the Pacific*, t. XXXV, 1923, p. 101. — M. C. Parvulesco, dans sa belle étude d'ensemble des Amas globulaires, arrive à des conclusions analogues (*Bulletin Astronomique*, série 2, t. V, 1925, p. 5).

sidérer la conception d'Herschel comme bien plus satisfaisante pour l'esprit, plus philosophique et tout compte fait moins critiquable que celles qui lui ont été opposées. Aujourd'hui, la théorie des « Island Universes » semble l'avoir emporté. Elle n'est que l'aboutissement logique de l'évolution de la pensée humaine depuis le temps des Grecs. L'homme voit donc de plus en plus diminuer sa place apparente dans l'Univers sensible, dont les dimensions paraissent ainsi s'étendre sans limites pour nous le révéler toujours plus grandiose, plus admirable et plus beau.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

AVANT-PROPOS . . . . . I-II

PREMIÈRE PARTIE

INSTRUMENTS ET MÉTHODES

CHAPITRE PREMIER

GRANDEURS ET COULEURS DES ÉTOILES

1. Extrême diversité des Astres. — 2. Catalogues d'Etoiles. — 3. Cartes Célestes. La « Carte du Ciel ». — 4. Catalogues photométriques et spectroscopiques. — 5. Grandeurs stellaires. — 6. Base de l'échelle des grandeurs. — 7. Grandeurs fractionnaires et négatives. — 8. Relation de l'échelle des grandeurs stellaires avec les unités physiques de la Photométrie. — 9. Grandeurs photographiques. — 10. Grandeurs photo-visuelles. — 11. Couleurs des Etoiles. Indices de Coloration. — 12. Nombre des Etoiles des diverses grandeurs. — 13. Dénombrements de Groningue et de Greenwich 3

CHAPITRE II

LUNETTES ET TÉLESCOPES

1. Choix des emplacements. — 2. Principaux Observatoires astrophysiques. — 3. Caractères généraux des Lunettes et des Télescopes employés en Astronomie Physique. — 4. Relation du diamètre d'un instrument et de la grandeur limite des étoiles qu'il révèle. — 5. Avantages respectifs des Lunettes et des Télescopes. — 6. Principales Lunettes existantes. — 7. Grands Télescopes. 19

CHAPITRE III

SPECTROSCOPIE ASTRONOMIQUE

A. — *Généralités sur les Spectres.*

1. Raies de Fraunhofer. — 2. Différentes sortes de spectres d'émission. — 3. Spectres d'absorption. — 4. Conséquences astronomi-

Pages

ques de la loi de Kirchhoff. — 5. Limites de validité de l'Analyse spectrale. — 6. Causes physiques de variations des raies spectrales 33

B. — *Spectroscopes astronomiques.*

1. Différentes sortes de spectroscopes. — 2. Rappel de quelques propriétés du Prisme. — 3. Instruments à grande dispersion. — 4. Prismes à vision directe. — 5. Montage d'un spectroscope à prismes ordinaires. — 6. Guidage de la lunette. — 7. Spectre de comparaison. — 8. Réglage d'un spectroscope astronomique — 9. Luminosité des spectroscopes. — 10 Pertes de lumière. — 11. Prisme Objectif. — 12. Spectre de comparaison avec le Prisme-Objectif. — 13. Avantages et inconvénients du Prisme-Objectif. — 14. Réseau-Objectif. — 15. Méthode des Longueurs d'onde effectives. 42

CHAPITRE IV

Photométrie Astronomique

1. Méthode de l'estime visuelle. — 2. Photomètre de Zöllner. — 3. Autres instruments. — 4. Phénomène de Purkinje. — 5. Méthode de Bond. — 6. Méthode de Janssen. — 7. Quelques principes photographiques — 8. Exécution des échelles de teintes. 9. Microphotomètres. — 10. Microphotomètre de Fabry et Buisson. — 11. Inconvénients et perfectionnements de la Méthode de Janssen. — 12. Méthodes fondées sur l'emploi des Réseaux. — 13. Photomètres à Sélénium. — 14. Cellules photo-électriques. — 15. Propriétés des Cellules photo-électriques. — 16. Ordre de grandeur du courant obtenu. — 17. Détails de construction. — 18. Microphotomètre enregistreur. — 19. Spectrophotométrie. — 20. Application à l'évaluation des Températures stellaires. — 21. Objections. — 22. Mesure directe de la chaleur rayonnée par les Étoiles. — 23. Mesure du Rayonnement propre des Planètes 61

CHAPITRE V

Méthodes physiques d'étude des Mouvements des Étoiles
Vitesses Radiales

1. Mouvements propres. — 2. Emploi du Blink-Microscope. — 3. Résultats généraux de l'étude des Mouvements propres. — 4. Principe de Doppler-Fizeau : Vitesses radiales. — 5. Mesure des vitesses radiales. — 6. Spectrocomparateur de Hartmann . 94

CHAPITRE VI

MESURE INTERFÉRENTIELLE DES DIAMÈTRES DES ETOILES

Pages

1. Impossibilité des mesures directes. — 2. Principe de la méthode interférentielle. — 3. Premières expériences, en France et en Amérique, de MM. Stephan, Michelson, Hamy. — 4. Un point capital : les deux faisceaux interférents peuvent provenir d'objectifs distincts. — 5. L'Interféromètre stellaire de M. Michelson. — 6 Mesure interférentielle des Etoiles doubles très serrées — 7: Recherches en cours 104

DEUXIÈME PARTIE

LE SOLEIL

CHAPITRE PREMIER

CARACTÈRES GÉNÉRAUX DE LA SURFACE SOLAIRE. TACHES ET FACULES

1. Généralités sur le Soleil. — 2. Moyens d'observation de la surface solaire. — 3. Aspect de la Surface. — 4. Taches et Facules. — 5. Mouvements observés dans les Taches. — 6. Les Taches et les Facules sont-elles en creux ou en relief ? — 7. Répartition des Taches sur la surface. — 8. Loi de la Rotation solaire. — 9. Méthode spectroscopique. — 10. La Période undécennale des Taches. — 11. Loi de Spörer. — 12. Tentatives pour élucider les circonstances de production des Taches. — 13. Causes possibles des Taches 117

CHAPITRE II

LE SPECTRE SOLAIRE

1. Généralités et moyens d'étude. — 2. Interprétation des raies solaires. — 3. Etat physique du Soleil. — 4. Eléments présents et absents dans le Spectre solaire. — 5. Raies telluriques. — 6. Spectre Ultra Violet. — 7. Spectre Infra-Rouge. — 8. Spectre de la Chromosphère. — 9. Spectre des Taches. — 10. Spectre des Protubérances. — 11. Méthode de Janssen et Lockyer pour l'observation des Protubérances en temps normal. 137

CHAPITRE III

LE SPECTROHÉLIOGRAPHE

1. Principe de l'Appareil. — 2. Détails pratiques. — 3. Raies

Pages

solaires appropriées. — 4. Spectrohéliographes fixés à des lunettes. — 5. Sidérostats et Cœlostats. — 6. Spectrohéliographes à cœlostat. — 7. Résultats généraux de l'étude des diverses couches de l'Atmosphère solaire. — 8. Les « Vortices » et les Filaments. — 9. Extension des découvertes spectrohéliographiques à d'autres étoiles que le Soleil 158

CHAPITRE IV

Les Eclipses de Soleil

1. Conditions d'observation des Eclipses. — 2. Travaux courants d'Astronomie de position. — 3. Essais de vérification de la Théorie de la Relativité. — 4. Spectre-éclair. — 5. La Couronne : aspect général. — 6. Intensité de la lumière coronale. — 7. Spectre de la Couronne. — 8. Polariscope de Savart. — 9. Polarisation de la lumière coronale. — 10. Température de la Couronne. — 11. Nature probable de la Couronne. — 12. Rôle de la Diffusion gazeuse 174

CHAPITRE V

Interprétations proposées des Phénomènes Solaires

A. — *Explications générales.*

1. Anciennes hypothèses. — 2. Opinion du P. Secchi. — 3. Théorie de Faye. — 4. Théorie d'E. d'Oppolzer. — 5. Remarques de A. Brester. — 6. Conclusion 197

B. — *Théories optiques de Schmidt et de Julius.*

1. Historique et Généralités — 2. Théorie de Schmidt. — 3. Critiques. Explication probable de la netteté du bord solaire. — 4. La Dispersion anomale. — 5. Interprétation de la Chromosphère. — 6. Apparence estompée des Raies de Fraunhofer. Bandes de dispersion 206

CHAPITRE VI

La Chaleur Solaire

A. — *Température du Soleil.*

1. Température effective. Corps noir. — 2. Lois du rayonnement des corps noirs. — 3. Actinomètres et Pyrhéliomètres. — 4. Bolomètre. — 5. Diverses évaluations de la Constante solaire.

Pages

Transmission atmosphérique. — 6. Calcul de la Température effective du Soleil. — 7. Eclat relatif du centre et du bord solaires 218

B. — *Problème de l'Entretien de la Chaleur solaire.*

1. Enormité du rayonnement et nécessité d'un renouvellement continuel. — 2. Hypothèse météoritique de Mayer. — 3. Hypothèse de la Contraction de Helmholtz. — 4. Energie gravitationnelle de formation du Soleil. — 5. L'Age de la Terre. — 6. Intervention possible d'énergie intra-atomique. — 7. Les Isotopes et l'énergie de formation des atomes 231

CHAPITRE VII

ÉQUILIBRE ADIABATIQUE D'UNE MASSE GAZEUSE

1. Equilibre isothermique, adiabatique, radiatif. — 2. Paradoxe de Lane. — 3. Calcul des densités, des pressions et des températures. — 4. Rigidité de la masse solaire. — 5. Conséquences de la rigidité solaire. — 6. Théorie d'Emden 245

CHAPITRE VIII

LES PHÉNOMÈNES ÉLECTROMAGNÉTIQUES DANS LE SOLEIL. INFLUENCE DES TACHES SOLAIRES SUR LE MAGNÉTISME TERRESTRE

1. Ionisation de la matière solaire. — 2. Ondes Hertziennes. — 3. Radiations de courtes longueurs d'onde. — 4. Effet Richardson. — 5. Rôle de la Pression Maxwell-Bartoli. — 6. Interprétation des Aurores Boréales. — 7. Influence générale des Taches solaires sur le Magnétisme Terrestre. — 8. Action d'une Tache isolée. — 9. Les Taches n'agissent pas directement. — 10. Intermédiaire nécessaire des Courants Telluriques. — 11. Hypothèses sur les causes directes des troubles telluriques. 255

CHAPITRE IX

CHAMPS MAGNÉTIQUES DES TACHES SOLAIRES
CHAMP MAGNÉTIQUE GÉNÉRAL DU SOLEIL

1. Phénomène de Zeeman. — 2. Expérience de Hale. — 3. Résultats des Observations récentes. — 4. Causes possibles des Champs magnétiques des Taches. — 5. Mouvements de circulation des

Pages

vapeurs absorbantes dans les Taches. — 6. Les Champs de M. Hale et les Perturbations magnétiques. — 7. Champ magnétique général du Soleil. 274

TROISIÈME PARTIE

LES PLANÈTES, LES COMÈTES ET LES MÉTÉORES

CHAPITRE PREMIER

La Terre

A. — *La Masse de la Terre et son Etat intérieur.*

1. Généralités. — Problème de la Masse de la Terre. — 2. Méthodes de mesure de la Densité de la Terre. — 3. Expérience de Cavendish. — 4. Répartition des densités à l'intérieur du Globe. — 5. Premiers doutes sur la fluidité interne du Globe. — 6. Phénomènes sismiques. — 7. Variation des Latitudes. — 8. Marées de l'Ecorce terrestre. — 9. Expériences de MM. A. A. Michelson et H. G. Gale. 289

B. — *L'Atmosphère Terrestre.*

1. Masse et composition. — 2. Hauteur de l'Atmosphère. — 3. Application de la Théorie Cinétique des Gaz. — 4. Effets de l'Atmosphère sur les climats. — 5. Température moyenne de la Terre. — 6. Influence de la composition de l'Atmosphère . 302

CHAPITRE II

La Lune

1. Données générales. — 2. Rareté excessive de l'atmosphère lunaire. — 3. Lumière et Chaleur que nous envoie la Lune. — 4. Température de la Lune. — 5. Définition de l'Albedo. — 6. Albedo de la Lune. Nature de sa surface. — 7. Cartes lunaires. — 8. Caractères généraux de la surface. — 9. Mers et Montagnes lunaires. — 10. Cratères ou Cirques. — 11. Fissures, Rainures ou Traînées. — 12. Insignifiance des changements qu'on a cru constater sur la Lune. — 13. Origine des Cratères de la Lune : anciennes explications proposées. — 14. Hypothèse météorique. — 15. Le « Meteor Crater » du Canyon Diablo. — 16. Serait-il possible d'envoyer, de la Terre, un projectile dans la Lune ? 313

CHAPITRE III

Les Planètes voisines de la Terre

Pages

Remarques générales sur le Système Solaire 337

A. — *Mercure.*

1. Données générales. — 2. Rotation. — 3. Absence quasi-totale d'atmosphère. — 4. Température. 338

B. — *Vénus.*

1. Données générales. — 2. Rotation. — 3. Atmosphère. — 4. Spectre de Vénus. — 5. Température 342

C. — *Mars.*

1. Données générales. — 2. Atmosphère. — 3. Spectre de Mars. — 4. Calottes polaires. — 5. Température. — 6. Caractères principaux de la surface martienne. — 7. Problèmes soulevés par les Canaux. — 8. Influence de la diffraction. — 9. Expériences de Maunder et Evans et de Newcomb. — 10. La vie est-elle possible sur Mars ?. 346

CHAPITRE IV

Jupiter et les Petites Planètes

A. — *Les Petites Planètes.*

1. Généralités. — 2 Distances moyennes. — 3. Excentricités et Inclinaisons. — 4. Parentés d'éléments entre Astéroïdes. — 5. Dimensions des Petites Planètes. — 6 Variations d'éclat. — 7. Nombre total des Astéroïdes. — 8. Masse totale de l'Anneau des Astéroïdes. — 9 Statistique des Petites Planètes. — 10. Les « Lacunes ». — 11. Origine des Astéroïdes 362

B — *Jupiter.*

1. Données générales. — 2. Rotation. — 3. Atmosphère. — 4. Spectre de Jupiter. — 5 Température. — 6. Principaux caractères de la Surface 375

C. — *Les Satellites de Jupiter.*

Pages

1. Généralités sur les anciens Satellites. — 2. Diamètres apparents des Satellites. — 3. Caractères physiques. — 4. Nouveaux Satellites 382

CHAPITRE V

Les Planètes lointaines

A. — *Saturne.*

1. Données générales. — 2. Aspect et conditions physiques. — 3. Spectre de Saturne. — 4. Généralités sur l'Anneau de Saturne. — 5. L'Anneau ne peut être ni solide ni fluide. — 6. Rotation de l'Anneau. — 7. Constitution de l'Anneau. — 8. Lacunes de l'Anneau de Saturne. — 9. Evolution probable de l'Anneau. — 10. Satellites de Saturne 387

B. — *Uranus.*

1. Données générales. — 2. Conditions physiques. — 3. Spectre d'Uranus. — 4. Satellites. — 5. Rotation d'Uranus 399

C. — *Neptune.*

1. Données générales. — 2. Conditions physiques. — 3. Spectre de Neptune. — 4. Satellite. — 5. Rotation de Neptune. — 6. Y a-t-il des planètes transneptuniennes ? 402

D. — *Questions soulevées par les Satellites Rétrogrades.*

1. Problème de la Stabilité des Satellites. — 2. Possibilités de capture. — 3. Stabilité plus grande des Satellites rétrogrades . 407

CHAPITRE VI

Les Comètes

1. Aspect général. — 2. Nombre et mode de désignation des Comètes. — 3. Orbites des Comètes. — 4. Dimensions des Comètes. — 5. Masses des Comètes. — 6. Formation de la Tête et de la Queue. — 7. Force répulsive du Soleil. — 8. Travaux de Bredichin. — 9. Cause de la force répulsive. La Pression de Radiation. — 10. Vérifications expérimentales. — 11. Effets de la Pression de Radiation sur les très petits corps. — 12. Nature de la lumière des Comètes. — 13. Spectres des Comètes. —

Pages

14. Causes de la lumière propre des Comètes. — 15. Luminosité des queues. — 16. Leur disparition graduelle. — 17. Groupes et Familles de Comètes. — 18. Capture des Comètes par les Planètes. — 19. Influence relative des différentes planètes. — 20. Origine des Comètes 411

CHAPITRE VII

Les Météores ou Etoiles Filantes

1. Historique et Généralités. — 2. Hauteur des Météores. — 3. Vitesse des Météores. — 4. Leur nombre. — 5. Fréquence relative des Météores aux différentes heures de la nuit. — 6. Eclat des Météores. Bolides. — 7. Spectres des Météores. — 8. Masses probables des Etoiles filantes. — 9. Averses météoriques. — 10. Essaims les plus connus. — 11. Constitution des essaims météoriques. — 12. Orbites des Essaims d'Etoiles filantes. — 13. Recherches de Schiaparelli. — 14. La désagrégation des Comètes en Etoiles filantes. — 15. Dislocation de Comètes en fragments distincts. — 16. La destinée des Comètes . . . 440

CHAPITRE VIII

Les Météorites

1. Circonstances des chutes. — 2. Historique. — 3. Trajectoires apparentes — 4. Grêles de pierres. — 5. Les détonations. — 6. Fréquence et répartition des chutes. — 7. Classification des Météorites. — 8. Composition chimique. — 9. Orbites des Aérolithes. Travaux de H. A. Newton. — 10. Bolides détonants. — 11. Bolides hyperboliques. — 12. Poussières cosmiques. — 13. Transition graduelle des Etoiles filantes aux Aérolithes. — 14. Origine des Aérolithes. — 15 La Lumière Zodiacale et le Gegenschein. — 16. Lumière du Ciel nocturne 461

QUATRIÈME PARTIE

LES ÉTOILES ET LES NÉBULEUSES

CHAPITRE PREMIER

Classification spectrale des Etoiles

1. Quelques mots d'Historique. — 2. Première idée d'une Evolution progressive des Etoiles. — 3. Classification de Secchi. —

Pages

4 Les Etoiles à raies brillantes. — 5. Le Spectre de l'Hydrogène. — 6. Le Spectre de l'Hélium. — 7. Raies d'arc et Raies d'étincelle (ou raies renforcées) — 8. Influence de la densité du gaz lumineux sur son spectre. — 9. Classification spectrale de Harvard College — 10. Caractères généraux des différentes classes. — 11 Indices de coloration et classes spectrales — 12. Evolution stellaire. — 13. Ordre évolutif de Lockyer. — 14. Relation entre les classes spectrales des Etoiles et leurs vitesses de translation. — 15. Le « Terme K ». 487

CHAPITRE II

Grandeurs absolues des Etoiles. Etoiles Naines et Géantes

1. Grandeur absolue. — 2. Méthode de W. S. Adams pour la mesure des Parallaxes. — 3. Etoiles Naines et Géantes. — 4 Travaux de M. H. N. Russell. — 5. Informations fournies par les Etoiles doubles. — 6. Diamètres et Densités. — 7. L'Evolution stellaire d'après M. Russell — 8. Influence de la Masse. Les Avortons. — 9. Critiques et Objections 512

CHAPITRE III

Interprétation des Spectres stellaires. Théorie de M. Megh Nad Saha

1. Le Problème à résoudre. — 2. L'Atome de Bohr et l'émission des raies spectrales. — 3. Atome ionisé et Raies renforcées. — 4. Ionisation et Dissociation. — 5. Formule fondamentale de la théorie de M. Megh Nad Saha. — 6 Données intervenant dans la formule. — 7. Conséquences de la formule fondamentale. — 8. Application au Soleil. — 9 Particularités des spectres stellaires. — 10. Evaluation des Températures et des Pressions dans les atmosphères stellaires 528

CHAPITRE IV

Théorie Générale de l'Equilibre Radiatif des Corps célestes

1. Historique et Généralités. — 2 Enoncé du Problème et données principales. — 3 Equations du Problème. — 4. Conséquences — 5. Relation entre les masses et les grandeurs absolues. — 6. Répartition des Densités et des Températures à l'intérieur d'une Etoile. — 7. Validité de la Théorie pour les Etoiles Naines. — 8. Autres applications de la théorie. — 9. Les « Nains blancs » 545

CHAPITRE V

Etoiles Doubles et Multiples

Pages

1. Historique et Généralités. — 2. Observations d'Etoiles doubles. Etude des Orbites. — 3. Universalité de la loi de Newton. — 4. Etoiles multiples et obscures. — 5. Etoiles doubles spectroscopiques. — 6. Orbites des Etoiles doubles spectroscopiques. — 7. Masses des Etoiles doubles visuelles — 8. Masses des Etoiles doubles spectroscopiques — 9. Densités des Etoiles doubles. — 10. Relation entre les Périodes et les Excentricités. — 11. Relation entre les Périodes et les Types spectraux. — 12. Répartition des Etoiles doubles par classe spectrale. — 13. Nombre des Etoiles doubles. — 14. Problème de l'Origine des Etoiles doubles. — 15. Hypothèse de la Division. — 16. Objections. — 17. Hypothèse de la Capture. — 18. Application de la Théorie Cinétique des Gaz 562

CHAPITRE VI

Les Etoiles Variables

1. Historique et Généralités. — 2. Méthode de Recherche et d'Observation. — 3. Classification des Etoiles Variables. — 4. Variables à éclipses du type d'Algol. — 5. Cas particulier d'Algol (ou β Persei) — 6. Variables à éclipses du type de β Lyræ. — 7. Céphéides. — 8. Variables des Amas Globulaires. — 9. La loi de Miss Leavitt. — 10. Difficultés de l'interprétation des Céphéides. — 11. Hypothèse des « Pulsations ». — 12. Variables à longue période — 13. Variables irrégulières. 587

CHAPITRE VII

Les Etoiles Nouvelles

1. Généralités. — 2. Fréquence et Distribution des Novæ. — 3. Spectres des Novæ. — 4. La Nébuleuse de la Nova Persei de 1901. — 5. Période finale. — 6. Retour sur les Etoiles de Wolf-Rayet. — 7. Parenté des Novæ avec les Nébuleuses Planétaires et les Etoiles de Wolf-Rayet. — 8. Interprétations proposées des Novæ. — 9. Hypothèse de la rencontre d'une Etoile et d'une Nébuleuse. — 10. Caractère très général du Phénomène 607

CHAPITRE VIII

Les Nébuleuses Galactiques

1. Diverses sortes de Nébuleuses. — 2. Les Nébuleuses diffuses. — 3. La Nébuleuse d'Orion. — 4. Vitesses radiales. Travaux

Pages

de MM. Buisson, Ch. Fabry et Bourget. — 5. Température de la Nébuleuse d'Orion. — 6. Estimation de la Masse atomique des Gaz nébulaires. — 7. Les Nébuleuses Planétaires. — 8. Rotations et Vitesses radiales des Nébuleuses Planétaires. — 9. Parallaxes des Nébuleuses Planétaires. — 10. Les Nébuleuses variables. — 11. Nébuleuses obscures. — 12. Causes de la luminosité des Nébuleuses Galactiques. — 13. Nuages de Calcium stationnaires 623

CHAPITRE IX

Les Amas d'Etoiles

1. Diverses sortes d'Amas stellaires. — 2. Nombre et Répartition des Amas Globulaires. — 3. Parallaxe de la Petite Nuée de Magellan. — 4. Parallaxes des Amas Globulaires. — 5. Conséquences des résultats précédents. — 6. Dimensions des Amas Globulaires. — 7. Spectres des Amas Globulaires. — 8. Application de la Méthode des longueurs d'onde effectives. — 9. Couleurs des Etoiles des Amas Globulaires. — 10. Distribution des Etoiles dans les Amas. — 11. Statistique des Variables des Amas Globulaires. — 12. Les Amas ouverts ou diffus. — 13. Parallaxes des Amas diffus 644

CHAPITRE X

Les Nébuleuses Spirales

1. Généralités. — 2. Nombre et Répartition des Nébuleuses Spirales. — 3. Spectres des Nébuleuses Spirales. Leurs Vitesses radiales. — 4. Problèmes soulevés par les Vitesses radiales des Nébuleuses Spirales. — 5. Mouvements giratoires. — 6. Essais d'évaluation des Parallaxes. — 7. Novæ et Céphéides des Nébuleuses spirales. — 8. Contradictions. — 9. La Voie Lactée. — 10. Répartition des Etoiles suivant leurs grandeurs par rapport à la Voie Lactée. — 11. Distribution des Etoiles par rapport au plan galactique, suivant leurs types spectraux. — 12. Distances et Classes spectrales. — 13. Absorption possible de la lumière dans le plan galactique. — 14. Assimilation de la Voie Lactée à une Nébuleuse Spirale. — 15. Nature des Nébuleuses Spirales. Les « Island Universes » 662

Liste des planches hors texte 699
Index des Auteurs cités 702
Table alphabétique des matières. 710

LISTE DES PLANCHES HORS TEXTE

PLANCHES		PAGES
I	Grande Lunette de 36 pouces de l'Observatoire Lick .	26
II	Grand Télescope de 100 pouces du Mont Wilson . .	28
III	Photomètre à cellule photo-électrique de M. G. Rougier.	82
IV	Tache solaire du 22 juin 1885 (J. Janssen)	120
V	Tache solaire avec pont lumineux de juillet 1905 (Ph. Fox)	124
VI	Spectre de la couche renversante du Soleil photographiée à l'éclipse du 22 janvier 1898 (E. H. Hills) . .	138
VII	Portion du Spectre solaire infra-rouge enregistrée au bolomètre (S. P. Langley)	148
VIII	Protubérance en mouvement rapide du 10 octobre 1910 (Yerkes)	154
	Groupe de 2 taches en lumière H_α du 30 août 1924 (Mont Wilson)	154
IX	Photographie directe du Soleil, 20 novembre 1908 (Meudon)	168
	Epreuve spectrohéliographique du Soleil, Couche K_1 du Ca, 20 novembre 1908 (Meudon).	168
X	Epreuve spectrohéliographique du Soleil, Couche K_2 du Ca, 20 novembre 1908 (Meudon).	170
	Epreuve spectrohéliographique du Soleil, Couche K_3 du Ca, 20 novembre 1908 (Meudon).	170
XI	Comparaison des raies H et K dans le Soleil et dans Acturus (H. Deslandres et V. Burson)	172
	Epreuve spectrohéliographique du Soleil, Couche H_α de l'H, 20 juillet 1922 (Meudon).	172
XII	Passage d'une Protubérance remarquable au bord solaire du 22 au 26 mai 1920 (L. d'Azambuja). . .	172
XIII	La Couronne solaire à l'éclipse du 30 août 1905, époque de « maximum » (U. S. Naval Observatory) . .	182

PLANCHES		PAGES
XIII	Spectre de la Couronne solaire à l'éclipse du 8 juin 1918 (Observatoire Lowell)	182
XIV	La Couronne solaire à l'éclipse du 28 mai 1900, époque de « minimum » (E. E. Barnard et G. W. Ritchey) .	182
XV	Photographie de la Lune, région de Tycho ; Télescope de 100 pouces (Mont Wilson).	322
XVI	Photographie de la Lune, région de Copernic ; Grand Coudé de Paris (C. Le Morvan)	324
XVII	Photographies de Mars à travers des écrans colorés W. H. Wright)	348
	Photographies directes de Mars (E. E. Barnard) . . .	348
XVIII	Dessin de Mars exécuté à la Grande Lunette de Meudon, région de la Grande Syrte (E. M. Antoniadi) .	354
	Dessin de Mars exécuté à la Grande Lunette de Meudon, région du Lac du Soleil (E. M. Antoniadi)	354
XIX	Carte générale de Mars (E. M. Antoniadi).	356
XX	Graphique figurant les moyennes distances des Astéroïdes (Percival Lowell)	372
XXI	Photographies de Saturne (E. C. Slipher).	374
	Photographies de Jupiter (E. C. Slipher)	374
XXII	Application de la « méthode de l'inclinaison des raies » à Jupiter (Observatoire Lowell)	376
	Application de la « méthode de l'inclinaison des raies » à Saturne (Observatoire Lowell).	376
XXIII	Dessin de Jupiter montrant la « Tache rouge », à la Grande Lunette de Meudon (E. M. Antoniadi). . .	380
	Dessin de Jupiter montrant la « Perturbation », à la Grande Lunette de Meudon (E. M. Antoniadi). . .	380
XXIV	Dessin de Saturne exécuté à la Grande Lunette de Meudon (E. M. Antoniadi)	388
XXV	Spectres de la Lune et des Grosses Planètes, Observatoire Lowell (V. M. Slipher)	404
XXVI	Comète Borrelly de 1903 (Yerkes)	430
XXVII	Transformations éprouvées par la queue de la Comète de Halley le 6 juin 1910 (Yerkes)	432
XXVIII	Photographie d'un bolide au voisinage de la Nébuleuse d'Andromède (J. Klepesta)	446
XXIX	Météorite de Sacramento Mountains, Nouveau Mexique	462

PLANCHES		PAGES
XXX	Types spectraux de la Classification de Harvard (Harvard College)	496
XXXI	Spectres stellaires de différents types (V. M. Slipher) .	498
XXXII	Spectres d'Etoiles à Hélium (W. J. S. Lockyer) . . .	502
XXXIII	Spectre de Mira Ceti comparé à ceux de Procyon et de α Herculis (W. J. S. Lockyer).	604
XXXIV	Spectre visuel de Nova Geminorum II. — Phase du maximum d'éclat (R. H. Curtiss).	610
XXXV	Spectre photographique de Nova Geminorum II. — Phase nébulaire (R. H. Curtiss)	610
XXXVI	Nébuleuse annulaire de la Lyre ; Télescope de 100 pouces (Mont Wilson)	624
	Nébuleuse diffuse N. G. C. II 5146 (H. D. Curtis) . .	624
XXXVII	« Trifid Nebula » du Sagittaire ; Télescope de 100 pouces (Mont Wilson)	624
XXXVIII	Nébuleuse du « Network » du Cygne N. G. C. 6960 ; Télescope de 100 pouces (Mont Wilson)	624
XXXIX	Appareil interférentiel de MM. Ch. Fabry, H. Buisson et H. Bourget	628
XL	Nébuleuse obscure voisine de ζ Orionis; Télescope de 100 pouces (Mont Wilson)	638
XLI	Amas globulaire d'Hercule M. 13 ; Télescope de 60 pouces (Mont Wilson)	644
XLII	La Grande Nébuleuse d'Andromède ; Télescope de 100 pouces (Mont Wilson)	662
XLIII	Nébuleuse de la Chevelure de Bérénice H. V. 24 ; Télescope de 60 pouces (Mont Wilson)	662
XLIV	Nébuleuse spirale des Chiens de Chasse M. 51 ; Télescope de 60 pouces (Mont Wilson)	664
XLV	Le « Crossley Reflector » de l'Observatoire Lick (Observatoire Lick)	668
XLVI	Nébuleuse spirale du Triangle M. 33 ; Télescope de 60 pouces (Mont Wilson).	668
XLVII	Mouvements giratoires annuels dans la Nébuleuse du Triangle M. 33 (A. van Maanen)	670
	Découverte d'une Etoile temporaire dans la Nébuleuse spirale N. G. C. 5236 (C. O. Lampland)	670

INDEX DES AUTEURS CITÉS

Abbot (C. G.), 132, 185, 187, 211, 222, 223, 226, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 236, 309, 310, 311, 320.
Abney (W. de W.), 65, 67, 148, 183.
Adams (Franklin), 7, 17.
Adams (J. C.), 402.
Adams (W. S.), 128, 139, 152, 173, 186, 215, 348, 513, 514, 515, 516, 519, 520, 525, 560, 565, 604, 614, 642, 666.
Aitken (R. G.), 562, 570, 571, 574, 576, 578, 579, 580, 586, 604, 679.
Albrecht (S.), 217.
Albrecht (Th.), 297.
Alsdorf (H.), 329.
Anderson (J. A.), 112, 141.
Andoyer (H.), 412, 682.
André (Ch.), 352, 357, 358, 363, 367, 368, 384, 562, 564, 589.
Andrews (Th.), 252.
Angot (A.), 263.
Angström (A. J.), 481.
Angström (K.), 222.
Antoniadi (E. M.), 339, 355, 356 ; pl. XVIII, XIX, XXIII, XXIV.
Arago (F.), 323, 425.
Arcichovskij (V.), 404, 405.
Argelander (F. W. A.), 5, 6, 61, 588, 589.
Arrhénius (S.), 149, 194, 195, 259, 260, 311, 469, 482, 618.
Arsonval (A. d'), 90, 92.
Aston (F. W.), 242.
Atkinson (R. d'E.), 540.
Auric (A.), 337.
Auwers (A.), 95.
Avogadro (A.), 211.
Azambuja (L. d'), 158, 161, 170, 171, 427 ; pl. XII.
Babcock (H. A.), 484.
Bailey (S. I.), 597, 609.
Baillaud (J.), 66, 70, 89.
Baille (J. B. A.), 293.
Baily (F.), 181.
Baldet (F.), 425, 427, 431.
Balfour Stewart — Voir Stewart.
Ball (R. S.), 416, 477, 478.
Balmer (J. J.), 491, 492, 493, 494, 495, 500, 530, 543.
Baly (E. C. C.), 42, 45, 101, 145, 146, 148.
Barnard (E. E.), 98, 351, 356, 366, 375, 384, 385, 388, 391, 395, 398, 402, 431, 480, 523, 613, 638, 655 ; pl. XIV, XVII.
Barringer (D. M.), 333.
Bartoli (A.), 422. — Voir aussi Maxwell-Bartoli.
Baudot (E.), 166.
Bauer (E.) 528.
Baume-Pluvinel (A. de la), 145, 185.
Bauschinger (J.), 367.
Becquerel (H.), 213.
Becquerel (P.), 469.
Beer (W.), 321, 326.
Bell (L.), 391, 392, 396, 579.
Belopolsky (A.), 99, 343, 395.
Benzenberg (J. F.), 441.
Bergstrand (OE.), 59, 184.
Bernard (A.), 427.
Bernewitz (E.), 575.
Bertrand (J.), 564.
Bessel (F. W.), 421.
Bezold (W. von), 269.
Bialobjeski (T.), 546.
Bible (La), 461.
Biela (W. von), 416, 431, 456, 457, 428, 459.
Bigelow (F. H.), 193.
Bigourdan (G.), 26, 182, 383.
Biot (J. B.), 477.
Birkeland (K.), 133, 262, 395.
Blajko (S.), 448.
Blanc (A.), 227, 341, 449, 450.
Bloch (E.), 258, 306, 585.
Block (H. G.), 184, 187.
Bode (J. E.), 362, 398, 402.
Bogulawski (G. von), 446.

Bohr (N.), 494, 528, 529, 530, 531, 532, 543, 547.
Boltwood (B. B.), 230.
Boltzmann (L.), 219.
Bond (G. P.), 65, 319, 320.
Bond (W. C.), 390.
Borrelly (J.), pl. XXVI.
Bosler (J.), 95, 187, 188, 241, 268, 272, 273, 330, 384, 426, 427, 526, 608, 610, 614, 615.
Boss (B.), 508.
Boss (L.), 6, 95.
Bossert (J.), 95.
Bouasse (H.), 74, 104, 149.
Bouguer (P.), 225.
Bourget (H.), 627, 629, 630, 631; pl. XXXIX.
Boutaric (A.), 483.
Boys (C. V.), 293.
Bradley (J.), 5, 95.
Brandes (H. W.), 441.
Brashear (J. A.), 31.
Bredichin (Th.), 420, 421.
Brester (A.), 204, 205.
Brewster (D.), 143, 144.
Brillouin (L.), 547.
Brodhun (E.), 71, 85.
Brooks (W. R.), 365, 415, 425, 427, 431, 458.
Brorsen (Th.), 480.
Brüninghaus (L.), 41, 42.
Buisson (H.), 69, 70, 85, 147, 216, 230, 627, 629, 630, 631; pl. XXXIX.
Bunsen (R.), 34, 35, 38, 426, 495.
Burger (H. C.), 91.
Burnham (S. W.), 562.
Burns (Keivin), 148.
Burson (V.), 173; pl. XI.
Burwell (Miss C. G.), 139.
Butler (C. P.), 404.
Callandreau (O.), 294, 433, 452.
Campbell (W. W.), 83, 177, 186, 188, 327, 350, 354, 356, 395, 412, 508, 510, 576, 577, 585, 596, 613, 615, 616, 617, 633, 634, 635, 637, 642, 679, 684.
Cannon (Miss A. J.), 497, 498.
Cardan (G.), 82.
Carnot (S.), 220.
Carrasco (P.), 187.
Carrington (R. C.), 123, 124, 126, 127, 129, 130, 140, 170, 198, 199, 201, 254, 266, 376.
Case (Maison), 76.
Cassini (J. D.), 480
Cassini (J.), 342, 390, 391, 396.
Cavendish (H.), 292.
Chalonge (D.), 147.
Chandler (S. C.), 297, 425, 587, 597.
Chapman (S.), 17, 18, 622, 674.
Charlier (C. V. L.), 16, 375, 398, 509, 674.
Chevalier (S.), 118, 121, 125, 127.
Chladni (E. F. F.), 440, 462.
Chrétien (H.), 32, 165, 427.
Chwolson (O. D.), 35, 38, 99, 163, 213, 222, 268.
Clairaut (A. C.), 289, 321.
Clark (Alvan), 26.
Clerke (Miss A.), 181, 182, 326, 380, 411, 413, 458, 636.
Coblentz (W. W.), 76, 90, 91, 92, 315, 317, 346, 352, 354, 379, 388.
Colzi (Oculaire), 119, 120.
Comas Solà (J.), 96.
Common (A. A.), 32.
Comstock (G. C.), 314, 567.
Cooper-Hewitt (Lampe) 301.
Copeland (R.), 427.
Cornu (A.), 101, 144, 146, 188, 293, 425.
Cortie (A. L.), 614.
Coulvier-Gravier (R. A.), 444, 445, 446, 455.
Courvoisier (L.), 483.
Crommelin (A. C. D.), 177.
Crookes (W.), 205.
Crova (A.), 85.
Curtis (H. D.), 334, 518, 633, 663, 664, 667, 668, 684.
Curtiss (R. H.), 498, 503; pl. XXXIV, XXXV.
Daniel (Comète), 427.
Danjon (A.), 104, 522.
Darwin (G. H.), 239, 240, 301, 335, 580, 581, 582.
Daubrée (A.), 469.
Dawes (W. R.), 381, 562.
Debye (P.), 424.
Déjardin (G.), 147.
Démocrite, 673.
Denning (W. F.), 381, 425, 452, 453, 456.
Deprez (M.), 92.
Deslandres (H.), 34, 150, 158, 160, 161, 168, 169, 170, 171, 173, 185, 188, 260, 275, 286, 377, 395, 427, 619; pl. IX, X, XI.
Dewar (J.), 222.
Diesel (Moteur), 335.
Dingle (H.), 493, 683.
Dobson (G. M. B.), 443.

Donati (G. B.), 487.
Doppler (C.), 99.
Doppler-Fizeau (Principe de), 39, 99, 128, 155, 188, 196, 205, 210, 350, 393, 510, 567, 610, 629, 642, 668.
Dorsey (N. E.), 190.
Douglass (A. E.), 355.
Draper (Henry), 8, 26, 497, 578
Dreyer (J. L. E.), 636.
Drummond (Th.), 34, 36, 123.
Duclaux (J.), 45, 145, 147.
Dufay (J.), 484.
Duffield (W. G.), 40.
Duffieux (M.), 34.
Dugan (R. S.), 341, 411, 522, 662.
Duncan (J. C.), 600, 672.
Dunér (N. C.), 128.
Durand-Gréville (E.), 465.
Easton (C.), 682.
Eberhard (G.), 173.
Ebert (H.), 194, 256.
Eddington (A. S.), 41, 176, 177, 195, 196, 241, 244, 248, 522, 526, 546, 547, 548, 550, 554, 555, 556, 557, 558, 560, 561, 571, 576, 586, 601, 602, 658, 667, 670, 676, 684.
Edison (T. A.), 258.
Edwards (D. L.), 516.
Einstein (A.), 41, 176, 177, 217, 338, 483, 560, 575, 666, 667.
Einthoven (W.), 81.
Elkin (W. L.), 443, 473.
Ellerman (F.), 170, 172, 279, 284.
Ellis (W.), 264, 270.
Elster et Geitel, 76.
Emden (R.), 253, 254. 283, 545.
Encke (J. F.) 31, 390, 396, 414, 483
Engelmann (F. W. S.), 381, 398, 409· 482, 500, 510, 642, 679.
Eötvös (R. von), 176.
Epstein (Th.), 127.
Eratosthènes, 587.
Esnault-Pelterie (R.), 335.
Euclide, 666.
Euler (L.), 297, 298, 421.
Evans (J. E.), 358.
Evans (E. J.), 492.
Evershed (J.). 282, 482.
Fabricius (D.), 587.
Fabry (Ch.), 12, 13, 42, 69, 70, 85, 138, 147, 183, 192, 194, 196, 216, 230, 430, 450, 483, 613, 627, 629, 630, 631 ; pl. XXXIX.
Fabry (L), 437, 438.
Farrington (O. C.), 461, 463, 464, 465, 466, 468, 470.
Fath (E. A.), 481, 652, 665.
Faye (H.). 123, 127, 200, 201, 202, 203, 265.
Fayet (G.), 437.
Fechner (G. T.), 9, 10, 13.
Fényi (J.), 155.
Féry (C.), 86.
Fessenkoff (B.), 481.
Fizeau (H. L.), 99, 104, 108. — Voir aussi Doppler-Fizeau.
Flammarion (C.), 346, 355, 356, 370, 419, 474, 562.
Fleming (Mrs. W. P.), 615.
Fletcher (L.), 461, 463, 467, 468, 469.
Fomm (L.), 148.
Fontenelle (B. de), 452.
Fotheringham (J. K.), 607.
Foucault (L.), 163.
Fourier (J. B. J.), 238.
Fowle (F. E.), 132, 311.
Fowler (A.), 427, 492, 494, 501, 502, 531.
Fowler (R. H.), 540, 543.
Fox (Ph.), 122.
Franklin Adams. — Voir Adams.
Fraunhofer (J.), 33, 138, 139, 144, 145, 146, 151, 152, 156, 161, 178, 179, 185, 191, 196, 204, 211, 216, 276, 279, 281, 284, 340, 344, 348, 404, 426, 481, 484, 487, 491, 502, 539.
Fresnel (A.), 54, 58.
Fritz (H.), 261, 262.
Frost (E. B.), 33, 42, 46, 54, 123, 606, 642.
Furner (H. H.), 520.
Furness (Miss C. E.), 587.
Gale (H. G.), 300, 301.
Galilée (G.), 382, 390.
Gauss (C. F.), 290, 364, 373, 412.
Gay-Lussac (L. J.), 246, 252, 549, 550, 557.
Geikie (A.), 239, 475.
Geissler (Tubes de), 34, 49, 50, 100, 428, 429, 491.
Geitel (H.). — Voir Elster (J.).
Gibbs (J. W.), 532, 534, 535.
Gibson (K. S.), 65.
Gilbert (G. K.), 329
Goddard (R. H.), 334, 335.
Goldstein (E.), 260.
Goodricke (J.), 591, 594, 595, 602.
Graff (K.), 62, 68, 72, 340, 385, 505, 544, 592, 659, 679.
Graham (Th.), 470
Gramont (A. de), 38, 491, 493.

Groombridge (S.), 98.
Gruithuisen (F. von Paula), 329.
Guillaume (Ch. Ed.), 240, 465.
Guillemin (A.), 441, 446, 447, 448, 461, 477.
Guldberg (C. M.), 533, 536.
Guthnick (P.), 83, 385, 398, 570, 575, 587, 606, 651, 666, 668.
Gyldén (H.), 480.
Gyllenberg (W.), 510.
Hagen (J. G.), 587,681.
Hale (G. E.), 27, 41, 125, 139, 150, 153, 155, 158, 161, 162, 165, 170, 215, 276, 277, 278, 279, 280, 283, 284, 286, 356, 390, 627.
Hall (A.), 387.
Hall (Maxwell) 406
Halley (E.), 95, 415, 427, 431, 433, 456, 458 ; pl. XXVII.
Hallo (J. J.), 205.
Hallwachs (W.), 76.
Halm (J.), 129, 130.
Hamy (M.), 104, 107, 108, 118, 384.
Hansky (A.), 121, 226.
Harding (C.), 362.
Harkness (W.), 186, 450.
Hartmann (J.), 69, 101, 102, 215, 627, 642, 674.
Hasselberg (B.), 428.
Hecker (O.), 300.
Helmholtz (H. von), 234, 235, 236, 240, 243, 247, 283, 380, 602.
Henroteau (F.), 14, 62, 71, 509.
Henry (Prosper et Paul), 7, 26, 59, 72.
Herschel (A. S.), 448, 449, 450.
Herschel (J.), 17, 135, 198, 241, 414, 416.
Herschel (W.), 25, 198, 399, 488, 562, 579, 603, 624, 644, 673, 674, 684, 686.
Hertz (H.), 76.
Hertzsprung (E.), 59, 73, 513, 517, 523, 564, 600, 602, 625, 647, 648, 679.
Higgs (G.), 143.
Hills (E. H.), pl. VI.
Hind (J. R.), 636.
Hipparque, 5, 8, 607.
Hirayama (K.), 366, 374.
Hodgson (R.), 124, 266.
Hoek (M.), 457.
Hoffmeister (C.), 456.
Holmes (Comète de), 365, 425, 427.
Hough (S. S.), 298.
Hsi et Ho, 174.
Hubble (E. P.), 507, 624, 636, 637, 638, 639, 640, 671, 672, 684.
Hubrecht (J. B.), 129.
Huggins (W.), 89, 426, 487, 497, 514, 539, 623.
Hughes (A. L.), 76.
Hull (G. F.), 423.
Humboldt (A. de), 337.
Humphreys (W. J.), 40, 216.
Huygens (Christian), 189, 347, 390.
Innes (R. T. A.), 523, 571, 637.
Ives (H. E.), 81, 330.
Jackson (J.), 407, 409, 520.
Jacobi (K. G. J.), 407, 408, 581, 582.
Janssen (J.), 66, 71, 120, 121, 144, 156, 157, 159, 349, 487, 493 ; pl.V.
Jarry-Desloges (R.), 355.
Jeans (J. H.), 303, 315, 525, 579, 580, 582, 583, 585, 601, 620, 663, 683, 684.
Jeantet (P.), 45, 145, 147.
Jewell (L. E.), 179, 216.
Joly (J.), 239.
Jonckheere (R.). 562, 580.
Jones (G.), 479.
Jones (H. S.), 113, 681.
Jordan (F. C.), 14, 72, 577.
Joy (A. H.), 279, 515, 519, 604.
Julius (W. H.), 206, 212, 213, 214, 215, 216, 217.
Kapteyn (J. C.), 17, 18, 95, 500, 508, 619, 626, 674, 676, 677, 680, 681, 682.
Kayser (H.), 40, 42, 429, 490.
Keeler (J. E.), 390, 394, 400, 427, 627.
Kelvin (Sir W. Thomson, Lord), 232, 235, 236, 237, 238, 240, 250, 253, 267, 273, 295, 301, 469, 545, 548, 551, 554, 584, 602.
Kemp (J. G.), 82.
Kempf (P.), 8.
Képler (J.), 233, 290, 347, 394, 421, 564, 565, 636.
King (A. S.), 40, 153.
King (E. S.), 504.
King (L. Vessot), 681.
Kirchhoff (G. R.). 34, 35, 36, 37, 139, 140, 143, 178, 186, 216, 680.
Kirkwood (D.), 371, 396, 441, 457.
Klepesta (J.), pl. XXVIII.
Kobold (H.), 674, 679, 681.
Koch (P. P.), 284.
Kohlschütter (A.), 173, 513.
Konkoly (N. von), 448.
Kopff (A.), 674.

Kottler (F.), 483.
Kritzinger (H. H.), 381.
Krüger (A.), 574, 576.
Kummer (E. E.), 206.
Kundt (A.), 212.
Kunz (J.), 81, 183, 184.
Kurlbaum (F.), 227, 349.
Küstner (K. F.), 297.
Lacaille (N. L. de), 5.
Lacroix (A.), 467.
Ladenburg (R.), 311.
Lagrange (J. L.), 176, 371, 480.
Lallemand (Ch.), 298, 474.
Lambert (A.), 682.
Lambert (J. H.), 317, 318, 319, 377, 384, 388, 399, 403.
Lambert (P.), 147.
Lamont (J.), 263.
Lampland (C. O.), 92 ; pl. XLVII.
Landerer (J. J.), 345.
Lane (J. Homer), 247, 250, 252, 253, 506, 523, 545, 548, 551.
Langevin (P.), 529.
Langley (S. P.), 85, 123, 148, 155, 223, 226, 316 ; pl. VII.
Langrenus, 331.
Laplace (P. S.), 203, 234, 246, 290, 293, 294, 382, 383, 392, 399, 407, 412, 433, 436, 438, 439. 477, 580, 615.
Lapparent (A. de), 239.
Larmor (J.), 177.
Lavoisier (A. L.), 243, 462.
Leavitt (Miss H. S.), 598, 599, 647, 648, 672, 679.
Lebedew (P.), 423, 424.
Lee (O. J.), 172.
Lehmann Filhès (R.), 570.
Le Morvan (C.), 87, 321 ; pl. XVI.
Lemström (S.), 263.
Leonard (F. C.), 579.
Le Roux (F.), 213.
Leuschner (A. O.), 183, 412, 437.
Le Verrier (U. J. J.), 177, 369, 402, 433, 435, 456.
Lewis (E. P.), 188.
Lexell (J.), 433.
Liais (E.), 481, 482.
Lindblad (B.), 59, 228, 653.
Lindemann (A. F.), 81, 415.
Lindemann (F. A.), 81, 415, 443, 586, 619.
Lippmann (G.), 163.
Littrow (J. J. von), 439.
Lockyer (Norman), 122, 135, 138, 141, 153, 156, 159, 186, 243, 416, 429, 470, 487, 493, 496, 505, 506, 507, 513, 514, 517, 523, 524, 528, 531, 539, 542, 605, 610.
Lockyer (W. J. S.), pl. XXXII, XXXIII.
Loewy (B.), 125, 135.
Loewy (M.), 321, 328.
Lohse (J. G.), 427.
Lorentz (H. A.), 205.
Love (A. E. H.), 297.
Lowell (Percival), 339, 340, 343, 349, 350, 355, 356, 357, 358, 361, 389, 399, 402, 405, 406 ; pl. XX, XXV.
Ludendorff (H.), 398, 409, 482, 500, 510, 642, 679.
Luizet (M.), 600
Lummer (O.), 71, 85.
Lundmark (K.), 609, 617, 622, 653, 662, 667, 668, 669, 670, 671, 685.
Lyman (Th.), 146, 493, 531.
Lyot (B.), 190.
Maanen (A. van), 97, 284, 635, 636, 669, 670, 684, 685, ; pl. XLVII.
Maclaurin (C.), 581.
Mac Millan (W. D.), 241, 525.
Mädler (J. H.) 321, 326.
Malus (E. L.), 62.
Marchand (E.), 265.
Marie (C.), 41.
Mariotte (E.), 237, 246, 252, 549, 550, 557.
Martonne (E. de), 334
Masamichi-Sô, 80, 81.
Mascart (E.), 146, 263, 264.
Mascart (J.), 373, 391, 590.
Maskelyne (N.), 291.
Mathias (E.), 260, 263,, 264, 272.
Maunder (E. W.), 133, 134, 178, 266, 358, 359, 360.
Maunder (Mrs. A.), 126.
Maury (Miss A. C.), 498.
Maxwell (J. C.), 306, 391, 392, 395, 397, 421, 422, 630.
Maxwell-Bartoli (Pression), 220, 247, 259, 423, 424, 430, 546.
Mayer (R.), 233, 234, 240, 241.
Melotte (P. J.), 17, 18, 385, 622, 674.
Menzel (D. H.), 93, 317, 346, 353, 379, 388.
Mercator (N.), 133.
Merrill (G. P.), 332.
Merrill (P. W.), 489, 604.
Messier (Ch.), 652.
Meunier (St.), 469, 477.
Meyer (W.), 432.
Michell (J.), 562.
Michelson (A. A.), 42, 88, 105, 106,

107, 108, 109, 110, 111, 113, 300, 301, 384, 522, 568.
Millikan (R. A.), 257, 528.
Millochau (G.), 148, 226, 379.
Milne (E. A.), 228, 532, 540, 543.
Minchin (G. H.), 75.
Mitchell (S. A.), 129, 130, 132, 151, 178, 179, 181, 182, 187, 188, 490.
Mohler (J. F.), 40, 216.
Molesworth (P. B.), 381.
Moll (W. J. H.), 90, 91, 92.
Moore (J. H.), 185, 186, 576, 634.
Morehouse (Comète), 427, 431, 458.
Mouchez (Amiral), 7.
Moulton (F. R.), 301, 308, 368, 376, 386, 388, 391, 402, 409, 480, 584, 601.
Müller (G.), 8, 367.
Murray et Renard, 474, 475.
Natterer (J.), 252.
Nernst (W.), 83, 532, 537, 538.
Newall (H. F.), 130, 190, 610.
Newcomb (S.), 95, 193, 198, 234, 298, 358, 370, 373, 381, 398, 405, 409, 450, 482, 500, 510, 642, 679.
Newton (H. A.), 433, 434, 442, 444, 454, 459, 470, 471, 472, 473.
Newton (Isaac), 33, 176, 177, 245, 322, 412, 457, 564, 565.
Nichols (E. F.), 90, 380, 423.
Nicholson (J. W.), 187.
Nicholson (S. B.), 91, 279, 341, 345, 353, 386.
Niessl (G. von), 472, 473, 478.
Nordenskjöld (A. E.), 474, 475.
Nordmann (Ch.), 85, 86, 87, 132, 194, 256, 522.
Oersted (H. C.), 273.
Olbers (H. W. M.), 362, 374, 412, 421.
Olivier (Ch. P.), 440, 452, 456, 564.
Olmsted (D.), 451.
Olmsted (Ch. M.), 153.
Oppolzer (E. von), 202, 203, 204.
Oppolzer (Th. von), 412.
Oppenheim (S.), 483.
Pahlen (E. von der), 663.
Palisa (J.), 6, 425.
Parkhurst (J. A.), 14, 72, 504.
Parvulesco (C.), 685.
Paschen (F.), 492, 493, 494, 531.
Paulsen (A.), 260.
Pease (F. G.), 110, 113, 614, 666, 668.
Peirce (B.), 135, 438, 586.
Perot (A.), 42, 138, 216, 275.
Perrin (J.), 242, 243, 529.
Perrine (C. D.), 190, 383, 616.
Perrotin (J.), 343, 402.
Petit (E.), 91, 341, 353.
Pfund (A.), 90.
Piazzi (G.), 362.
Pickering (E. C.), 8, 57, 63, 69, 401, 489, 491, 492, 493, 494, 497, 499, 503, 531, 541, 566, 588, 620, 679.
Pickering (W. H.), 320, 355, 398, 407, 449, 619.
Plaats (B. J. van der), 214.
Planck (M.), 86, 87, 88, 89, 221, 227, 229, 256, 422, 521, 529, 535, 538.
Plaskett (J. S.), 28.
Plaskett (H. H.), 495.
Pogson (N.), 10, 74, 521, 554, 671.
Poincaré (H.), 237, 238, 249, 294, 383, 392, 393, 407, 412, 483, 580, 581, 582, 584, 666.
Poinsot (L.), 297.
Poisson (S. D.), 477.
Pons (J. L.), 425.
Pouillet (C. S. M.) 218, 221, 226.
Poynting (J. H.), 341.
Präger (R.), 83.
Prazmowski (A.), 190.
Pringsheim (E.), 120.
Proctor (R.), 329.
Prout (W.), 242.
Ptolémée, 5, 8.
Puiseux (P.), 313, 321, 328, 329.
Pulfrich (C.), 96.
Pupin, 256.
Purkinje (J. E.), 64.
Quénisset (F.), 343, 355, 427, 431.
Radau (R.), 442, 444.
Ravené (G.), 369.
Rayet (G.), 490. — Voir aussi Wolf-Rayet.
Rayleigh (J. W. Strutt, Lord), 45, 190, 196, 211, 311, 430.
Rayleigh (R. J. Strutt, Lord), 239, 484.
Rebeur-Paschwitz (E. von), 299.
Reichenbach (K. L. von), 416.
Renard (A.). — Voir Murray et Renard.
Reynolds (J. H.), 665.
Rhijn (P. J. van), 481, 622, 676, 677, 680, 681.
Riccioli (G. B.), 321.
Richardson (O. W.), 257, 258, 259.
Ritchey (G. W.), 26, 28, 32, 612, 613; pl. XIV.
Ritter (A.), 545, 548, 551.
Roche (E.), 294, 396.
Rodès (L.), 270.

Rordame (Comète), 458.
Rosenberg (H.), 87.
Ross (F. E.), 65.
Rosse (Lord), 25.
Rougier (G.), 76, 81.
Rowland (H. A.), 137, 138, 142, 146, 179, 280.
Rubens (H.), 311.
Rudzki (M. P.), 238, 296, 310.
Rue (Warren de la), 125, 131, 135.
Rühmkorff (H. D.), 428.
Runge (C.), 40.
Russell (H. N.), 12, 93, 118, 247, 248, 316, 317, 318, 320, 339, 341, 343, 344, 348, 366, 377, 384, 388, 399, 403, 411, 435, 507, 517, 519, 520, 521, 522, 523, 525, 526, 541, 543, 546, 557, 558, 559, 560, 561, 570, 572, 575, 583, 588, 593, 600, 610, 638, 639, 658, 662.
Rydberg (J.), 40, 492, 493, 494, 531, 541.
Sabine (Edw.), 263, 264.
Saha (Megh Nad), 151, 195, 218, 490, 497, 528, 532, 534, 536, 538, 539, 541, 542, 543, 544.
Saint John (Ch. E.), 172, 186, 217, 282, 345, 348.
Salet (P.), 14, 33, 42, 88, 138, 144, 150, 185, 186, 190, 241, 281, 344, 384, 425, 483, 498, 525, 626.
Sampson (R. A.), 84, 87, 88, 135, 254, 546.
Savart (F.), 188, 189, 190, 425.
Schaeberle (J. M.), 193.
Schaumasse (A.), 412.
Scheiner (J.), 33, 46, 62, 68, 72, 87, 150, 314, 320, 340, 344, 349, 385, 429, 504, 544, 592, 611, 659, 679.
Schiaparelli (G. V.), 339, 342, 354, 355, 361, 425, 437, 438, 439, 440, 442, 446, 455, 456, 457, 459, 464, 471.
Schjellerup (H. C. F. C.), 489, 503.
Schlesinger (F.), 574.
Schmidt (A.), 206, 207, 209, 210, 211, 212, 214.
Schmidt (G. C.), 191.
Schmidt (J.), 321, 326, 442.
Schönfeld (E.), 5.
Schönrock (O.), 630.
Schröter (J. H.), 321, 326, 339, 342.
Schulhof (L.), 412.
Schuster (A.), 135, 211, 259, 266, 269, 283, 432.
Schwabe (S. H.), 130, 131, 263.
Schwarzschild (K.), 14, 32, 67, 72, 173, 203, 211, 259, 424, 504, 546.
Schweydar (W.), 300.
Seares (F. H.), 284, 554, 572, 680.
Secchi (A.), 14, 46, 121, 122, 123, 128, 152, 154, 190, 198, 199, 201, 203, 218, 231, 323, 345, 400, 416, 425, 447, 487, 488, 489, 490, 500, 502.
See (T. J. J.), 250, 251, 252, 294, 576, 584.
Seeliger (H. von), 395, 483, 619, 621, 674.
Shapley (Harlow), 588, 590, 592, 593, 597, 599, 600, 601, 645, 648, 649, 650, 651, 652, 654, 655, 656, 659, 661, 666, 672, 678, 681, 682, 683, 684, 685.
Shapley (Mrs. M. B.), 659.
Sitter (W. de), 567, 667.
Slipher (E. C.), pl. XX.
Slipher (V. M.), 343, 355, 378, 389, 390, 399, 400, 401, 402, 403, 482, 621, 625, 637, 642, 653, 665, 666, 667, 668; pl. XXXI.
Sommerfeld (A.), 281, 494, 528, 532, 540.
Sorby (H. C.), 476.
Spörer (G.), 126, 127, 132, 133, 136, 199, 210.
Spencer (Herbert), 201.
Spencer Jones. — Voir Jones.
Stapfer (M.), 297.
Stark (J.), 41, 281, 492
Stebbins (J.), 75, 183, 184, 591, 593.
Stefan (J.), 86, 192, 219, 221, 227, 228, 309, 310, 316, 340, 341, 352, 422, 549, 553.
Stephan (E.), 107.
Stephani (E.), 125.
Stewart (Balfour), 125, 131, 135, 267.
Stewart (J. Q.), 341, 411, 522, 662.
Stieltjes (T. J.), 294.
Stoletow (A. G.), 76.
Stoney (Johnstone), 307, 308, 315, 340, 482, 584.
Störmer (C.), 262, 306.
Stratton (F. J. M.), 135, 610.
Strömgren (E.), 437.
Stroobant (P.), 364, 368, 369, 370, 371, 373, 374.
Strutt. — Voir Rayleigh (R. J. Strutt, Lord).
Struve (H.), 458.
Struve (W.), 562, 563.
Suess (E.), 328.
Sutherland (W.), 586.

Swan (W.), 35, 426, 428, 470.
Tacchini (P.), 343, 447.
Tait (P. G.), 295, 416.
Taylor (G. I.), 458.
Taylor (Sensitomètre de), 68.
Tebbutt (J.), 426.
Teisserenc de Bort (L.), 303.
Tempel (W.), 365, 435, 456.
Thomson (Elihu), 334.
Thomson (W.). — Voir Kelvin (Lord).
Tissandier (G.), 474, 475.
Tisserand (F.), 118, 127, 234, 293, 365, 366, 373, 405, 433, 452, 477.
Touchet (E.), 320.
Trumpler (R. J.), 177.
Turner (H. H.), 98, 135, 184, 190.
Tuttle (Comète de), 456.
Tyndall (E. P. T.), 65.
Vallot (J.), 226.
Van t' Hoff (J. H.), 532, 533, 536.
Vegard (L.), 262.
Verne (Jules), 334.
Very (F. W.), 316, 317.
Vessot King (L.). — Voir King.
Villard (P.), 260, 261, 262.
Violle (J.), 222.
Vogel (H. C.), 99, 231, 340, 345, 349, 378, 379, 390, 400, 427, 429, 481, 487, 567, 593.
Waage (P.), 533, 536.
Walkey (O. R.), 509.
Wallace (R. J.), 148.
Ware (Miss L. W.), 186.
Warren de la Rue. — Voir Rue (de la).
Weiss (E.), 456, 459.
Wellmann (V.), 207.
Wells (Comète de), 427, 428.
Wheatstone (Ch.), 223.
Whitmell (C. T.), 175.
Widmanstätten (A. B. von), 466, 467.
Wiedemann (E.), 191, 428.
Wien (W.), 221, 227, 228, 229, 521, 548.
Wilczynski (E. J.), 254.
Wilsing (J.), 87, 254, 320, 349.
Wilson (A.), 124, 125.
Wilson (R. E.), 635.
Wilson (W. E.), 123, 240, 619.
Wirtz (C. W.), 73.
Wolf (C.), 490.
Wolf-Rayet (Étoiles de), 449, 490, 492, 498, 499, 532, 614, 615, 616, 617, 618, 621, 633, 636, 637, 640, 665, 678, 679.
Wolf (M.), 6, 21, 362, 481, 612, 616, 637, 665, 668.
Wolf (R.), 130, 131.
Wollaston (W. H.), 63, 383.
Wood (R. W.), 57, 190, 191, 274, 320, 391.
Wright (A. W.), 190, 429, 470, 481, 482.
Wright (W. H.), 349, 352, 498, 617, 632, 633, 641, 666 ; pl. XVII.
Wulf (Th.), 81.
Young (C. A.), 121, 135, 150, 154, 186, 198, 204, 267, 354, 370, 411, 414, 415, 438, 450, 453, 466, 476.
Young (Th.), 105, 106.
Young (R. K.), 190.
Yung (E.), 475.
Zeeman (P.), 40, 153, 274, 275, 278, 281, 284.
Zeipel (H. von), 655.
Zöllner (J. K. F.), 14, 46, 47, 62, 63, 127, 315, 319, 320.
Zweck (F. K.), 365.

TABLE ALPHABÉTIQUE
DES MATIÈRES

Absorption par l'atmosphère terrestre, 143-149, 225, 228, 308, 311 ; par l'atmosphère solaire, 211, 220, 230 ; par l'espace cosmique, 16, 642, 653, 654, 680-682 ; dans les lentilles, 25, 54 ; raies et spectres (d'), 35-37 ; coefficient (d') (dans les Etoiles), 547-549, 552-556.

Accélération équatoriale du Soleil, 127-130, 140, 198, 199, 201, 253, 254 ; de Jupiter, 376 ; de Saturne, 387.

Acide carbonique. — Voir *Carbonique (Acide).*

Actinométrie solaire, 221-224 ; planétaire, 92-93 ; stellaire, 89-92.

Adiabatique (Equilibre), 203, 245-251, 303-304, 545, 546, 551.

Aérolithes. — Voir *Bolides* et *Météorites.*

Age de la Terre, 238-239 ; du Soleil, 237-244 ; du Système Galactique, 586.

Albedo, définitions, 317-319 ; de la Terre, 310 ; de la Lune, 319-320 ; des planètes, voir celles-ci.

Alignements dans le Soleil, 170.

Amas Globulaires, 644-659, 681 ; nombre, 645 ; répartition, 646, 650 ; spectre global, 652-653 ; vitesses radiales, 653 ; parallaxes, 648-650 ; dimensions, 645, 649, 651-652 ; système des amas, 650, 685 ; distribution des étoiles (dans les), 655 ; leurs couleurs, 654, 655, 681 ; variables (des), 597-599, 657-659 ; loi de Miss Leavitt, 598, 648 ; absence d'étoiles doubles, de novæ ou de nébuleuses, 658 ; désagrégation (des), 659. — Amas d'Hercule, 644, 651, 655, 658, 677 ; pl. XLI ; du Centaure, 644, 656, 658 ; des Chiens de Chasse, 652, 657, 658 ; de la Balance, 658.

Amas Ouverts (ou *Diffus*), 644, 645, 659-661, 683.

Analyse Spectrale. Principes généraux, 33-42 ; sensibilité quantitative, 37-39.

Andromédides (ou *Biélides*), 453, 454, 456, 459.

Anomale (Dispersion), 207, 212-217.

Apex du Système Solaire, 97, 437, 438, 478, 508, 643 ; du Système Galactique, 667.

Aplatissement de la Terre, 289 ; du Soleil, 118, 201 ; de la Lune, 321 ; des diverses planètes, voir celles-ci.

Aquarides, 456.

Arc (Raies d'). — Voir *Spectres.*

Astéroïdes, 362-374 ; désignation, 363 ; nombre, 362, 368-369 ; grandeurs, 368 ; dimensions, 366-367, 386 ; masse totale, 369-370 ; variations d'éclat, 367 ; orbites, 363-366, 370-371 ; analogies avec les comètes, 365 ; paren-

tés d'éléments, 365 ; rencontres possibles, 373, 479 ; lacunes, 371-373 391, 396 ; pl. XX ; origine, 374 ; rôle dans les novæ (?), 619.
Atmosphère terrestre, 302-312, 620 ; sa hauteur, 304-306 ; sa composition, 303, 306-308, 310-312 ; son spectre, voir *Telluriques* (*Raies*) ; ses effets sur les climats, 149, 308-312 ; a. solaire, voir *Chromosphère* ; lunaire, 307, 313-315 ; des planètes, 307, voir aussi aux diverses planètes ; des étoiles, 490, 497.
Atomes, constitution, 242-243, 529-532 ; énergie, 240-244 ; dissociation, 532-539 ; ionisation, voir ce mot.
Atomicité de la matière des astres, 249, 547.
Aurores Boréales, hauteur, 306 ; spectre, 262, 482, 483, 631, 642 ; relation avec les taches solaires, 124, 131, 265 ; interprétation, 260-262, 273.
Avortons, 524.
Azote dans la haute atmosphère, 262, 303 ; dans les comètes, 427, 428 ; dans les aérolithes, 470 ; absent du spectre solaire, 144.
Bandes (ou *Spectres de*), généralités, 34-35 ; telluriques, 143-147 ; planétaires, 404-405 ; pl. XXV et voir aux diverses planètes ; cométaires, 425-430 ; de dispersion, 216-217.
Biélides. — Voir *Andromédides*.
Blink-Microscope, 95-97, 669.
Bolides non détonants, 446-448, 449, 475 ; pl. XXVIII, voir aussi *Etoiles filantes* ; détonants, 447, 461, 472-473 ; hyperboliques, 473, 478.
Bolomètre, 85, 148, 223, 316 ; pl. VII.
Bonner Durchmusterung, 5, 6.
Calcium dans le Soleil, 142, 146 ; ionisé, 538-539 ; dans la chromosphère, 150, 160, 161, 169-171, 179-180 ; dans les protubérances, 154 ; dans les taches solaires, 152, 153 ; dans les météores, 448 ; dans les météorites, 469 ; dans les étoiles, 173, 487, 489, 497, 500, 503, 603 ; dans les novæ, 610 ; nuages de Ca stationnaires, 595, 642-643 ; raie *g*, 540 ; raies H et K, 138, 150, 152, 154, 160, 161, 169, 170, 173, 178, 180, 185, 481, 497, 500, 539, 540, 542, 595, 611, 642, 665, 680 ; pl. IX, X, XI.
Canaux de Mars. — Voir *Mars*.
Canyon Diablo (*Cratère du*), 331-334, 467.
Capture de satellites, 407-409 ; de comètes, 433-436, 459 ; dans les étoiles doubles, 584-586.
Carbone, spectre, 35, 426, 428, 470 ; dans le Soleil, 142 ; dans les comètes, 426-428 ; dans les étoiles filantes, 448 ; dans les météorites, 470 ; dans les étoiles, 502-503 ; chaleur de combustion (du), 232, 233.
Carbonifère (*Période*), 311, 405.
Carbonique (*Acide*), raies telluriques, 144, 145, 149 ; dans Mars, 351 ; dans les aérolithes, 469, 470 ; influence sur les climats, 149, 311.
Cartes célestes, 6-7, 17 ; lunaires, 321 ; de Mars, pl. XIX.
Catalogues de positions, 4-6, 95, 508, 509 ; photographiques, 5-7, 66 ; photométriques, 8 ; spectroscopiques, 8, 497 ; d'essaims météoriques, 453 ; de nébuleuses, 636, 652.
Cathodiques (*Rayons*), 260-262, 395, 421.
Cellules photoélectriques, 76-83.
Céphéides, 590, 595-602, 647, 657, 658, 678-679 ; périodes, 597, 602 ; courbe de lumière, 131, 596 ; spectre, 597 ; grandeur absolue, 600, 648,

672 ; C. des amas globulaires, 597 599, 648 ; loi de Miss Leavitt, 598-599, 647-648, 672 ; des nébuleuses spirales, 672, 684, 685 ; hypothèse des pulsations, 113, 601-602. — Voir aussi *Variables*.

Chaleur solaire, 218-244 ; terrestre, 238, 295, 308-312 ; rayonnée par les étoiles, 89 92 ; par les planètes, 92-93, voir aussi aux diverses planètes ; par la Lune, 315-317.

Champ. — Voir *Electrique* ou *Magnétique*.

Chocs (possibles) d'astéroïdes, 237, 373, 397, 407, 409 ; de corpuscules (dans l'anneau de Saturne), 396, 397 ; de matériaux solaires, 237 ; de matériaux cométaires, 429 ; d'étoiles, 585-586, 618-619.

Chondritique (*Structure*), 469.

Chromosphère du Soleil, 139, 150, 169-172, 199, 203, 214, 215, 497, 514, 540, 541 ; des étoiles, 173 ; spectre (de la), 149-151 ; pression (dans la), 150.

Chutes de météores dans le Soleil, 135, 198, 233-234, 241 ; sur Jupiter, 376 ; sur Saturne, 397 ; sur la Lune, 329-334.

Ciel, lumière diffuse (du), 211 ; lumière nocturne (du), 16, 483.

Cirques lunaires. — Voir *Cratères* ou *Lune*.

Classification stellaire de Secchi, 488-490 ; de Harvard, 497-503 ; pl. XXX, XXXI, XXXII, XXXIII ; de Lockyer, 505-507 ; de Russell, 507.

Climats, diversité (des), 309, 353 ; effets de l'atmosphère (sur les) 149, 308, 310-312 ; effets du rayonnement solaire, 310.

Cobalt dans le Soleil, 142 ; dans les météorites, 467, 475.

Cœlostat, 163-165 ; spectrohéliographes à, 166-169.

Coin photométrique, 64, 69, 71.

Collimateur, 47, 48, 50, 51, 53, 55.

Collodion, 120.

Colorimétrie, 14, 503-504.

Comètes, 411-439 ; pl. XXVI et XXVII ; désignation, 412 ; nombre, 411 ; orbites, 412-414, 432, 456, 457 ; dimensions, 414 ; masses, 415 ; spectres, 425-430 ; causes de la lumière (des) 428-431 ; constitution (des), 374, 416, 424, 429, 457, 459, 478 ; noyau, 411, 414-417, 458 ; tête ou chevelure, 411, 414, 416-417 ; queue, 411, 414-421, 430-432 ; pl. XXVI et XXVII ; variations d'éclat avec la distance au Soleil, 425 ; variations brusques, 414, 416, 425 431 ; force répulsive, 416-423 ; travaux de Bredichin, 420 ; rencontres (?) avec la Terre, 431 ; groupes (de), 432, 457 ; familles (de), 432-436 ; capture (des), 433-436, 459 ; désagrégation (des), 431, 432, 459-460 ; pl. XXVII ; relations avec les étoiles filantes, 455-460, 476, 479 ; avec les aérolithes, 476 ; avec la lumière zodiacale, 482 ; « home » des comètes, 438, 586 ; origine (des), 413, 436-439, 459, 478. — Comètes d'Encke, de Halley, etc., voir ces noms propres ; de 1668, 432, 457 ; de 1843, 193, 411, 413, 415, 419, 432, 457 ; de 1880, 432, 457 ; de 1882, 411, 413, 427, 432, 457 ; de 1910, 425.

Concentration Galactique, 679-680.

Constante solaire, définition, 221 ; évaluation, 224-227 ; fluctuations, 132, 227, 310.

Contraction (*Hypothèse de la*), 234-236, 247-249, 602.

Convectif (*Equilibre*). — Voir *Adiabatique*.

Coronium, 186-188.

Couche renversante, 139, 169, 179, 180 ; pl. VI ; critique, 210 ; c. diverses de la chromosphère, 139, 160, 161, 169 172, 179-181 ; pl. VIII, IX.

Couleur des étoiles, 13-15.
Courants d'étoiles, 682.
Couronne solaire, aspect, 181, 182, 285, 432; pl. XIII, XIV; éclat, 183-185; polarisation, 190-191; densité, 195; jets, panaches, 181, 182, 193, 196; spectre, 185-187; pl. XIII: rotation, 188; température, 191-193; nature, 193-196.
Cratères de la Lune, 323-324; leur origine, 326-334; c. du Canyon Diablo, 331-334.
Crépuscule, 305, 479-480.
Cube de Lummer-Brodhun, 71, 85.
Cyanogène, 427.
Dénombrements stellaires par grandeurs, 15-18, 673-676; par types spectraux, 678.
Densité des divers corps célestes, voir ces corps; de la Terre, 293; répartition des d. à l'intérieur du globe, 293-294; des étoiles, 520-522, 552, 553, 555, 557, 558, 574-576, 583, 584, 600.
Desagrégation (des Comètes). — Voir ce mot et aussi *Etoiles filantes*.
Diamètre du Soleil 117,118; des planètes, voir celles-ci; des astéroïdes, 366; des satellites de Jupiter, 383-384; des étoiles, 88, 104-113, 574, 604; des novæ, 613; d. photographique des images des étoiles, 65.
Diffraction, 22, 72-74, 104, 105, 356, 357, 425.
Diffusion par des molécules gazeuses 195, 196, 211, 311, 430, 482, 613, 653, 681; par des particules solides, 196, 391, 396, 425, 480-484, 681; dans le Soleil, 230, 231; dans les nébuleuses, 640.
Discontinuité (*Surfaces de*), 253.
Dispersion des prismes et des réseaux, 228; anomale, 207, 212-217; bandes (de), 216, 217; d. atmosphérique, 19.
Dissociation dans le Soleil, 200, 204, 205; dans les astres en général, 505-507, 532-533, 547.
Diviseurs (*Petits*), 371 372, 396.
Doubles (*Etoiles*), 562-586; observation 562-564; couples optiques 562-563; ét. multiples, 565-566, 580, 583; orbites des couples visuels, 563-565; couples spectroscopiques, 566-570, 572, 574, 585; leurs orbites, 567-570; masses des ét. doubles, 565, 571-574; leurs densités, 574; relation des périodes avec les excentricités, 576, 584, 585; avec les classes spectrales, 577; statistiques spectrales, 578; nombre total (des), 579; origine (des), 580-586. — Voir aussi *Etoiles*.
Echelles de teintes, 67-68.
Eclat absolu, 521, 522, 524, 552.
Eclipses de Soleil, 156, 174-196; conditions d'observation, 174-175; observations à faire, 175 176; vérification de la théorie de la relativité, 176; spectre éclair, 178, 181; étude de la Couronne, 181-196.
Eclipses de Lune, 316; des satellites de Jupiter, 382; variables (à), voir *Variables*.
Effective longueur d'onde, 60; température, voir ce mot.
Effet Doppler-Fizeau (vitesses radiales), 39, 99 101, 128. — Voir aussi aux noms propres.
Effet Einstein (champ gravifique), 41.
Effet Humphreys-Mohler (pression), 40, 216.
Effet Purkinje (couleur), 64.

Effet Richardson (thermionique), 257-259.
Effet Stark (champ électrique), 41, 281.
Effet Zeeman (champ magnétique), 40, 153, 274-284.
Elasticité. — Voir *Rigidité*.
Electrique (Champ) du Soleil, 258-260, 281.
Electrons, émission par les astres, 260-262, 266, 273, 613; anéantissement (des), 241; é. dans les protubérances solaires, 255; dans les astres, 543, 547; dans les atomes, 528-539, 666.
Eléments présents ou absents dans le Soleil, 141-143; dans les météorites, 469-470; dans les divers corps célestes, voir ceux-ci.
Ellipsoïde de Maclaurin, 581; de Jacobi, 581-582.
Emplacement des Observatoires, leur choix, 529-532.
Empyréen (Gaz), 198.
Energie intra-atomique, 240-244, 529-532; solaire, 232; de formation du Soleil, 236-237; distribution (de l') dans le spectre solaire, 227-230, dans les spectres stellaires, 83-84; équipartition (de l'), 509.
« *Enhanced* » (*Raies*). — Voir *Raies d'étincelle*.
Entretien de la chaleur solaire, 231-244; de la chaleur des étoiles, 559.
Entropie d'un gaz dissocié, 534-538.
Equilibrage des lunettes, 23.
Espace-Temps, 666-667.
Essaims d'étoiles filantes 443, 447, 448, 450-457, 459; de météorites, 463-464, 478, 605.
Etincelle (*Raies d'*). — Voir *Raies*.
Etoiles, nombre par grandeurs, 15-18, 111, 622, 675; doubles, 520, 562-586; multiples, 565-566, 580, 583; variables, 587-606; nouvelles, 607-622; obscures, 483, 565-566, 590-592, 594, 618, 619, 677, 681; à raies brillantes, 489-490, 499, 505, 589, 603, 606, voir aussi *Etoiles de Wolf-Rayet*; naines et géantes, 512-527, voir aussi ces mots. amas (d'), 644-683; classification, 487-511; pl. XXX, XXXI, XXXII, XXXIII; mouvements propres, 94-98, 508-509; relations des vitesses propres avec les classes spectrales, 508-509; grandeurs absolues, 512-521, 525; diamètres, 88, 105-113, 520-523; masses, 521, 522, 524, 526, 527; densités, 520-523; parallaxes, 94, 508, 512-517, 519, 520; températures, 86-89, 496, 497, 505-507, 514, 521, 523, 541-544, 545-559; rayonnement thermique, 89-92; constitution intérieure, 545-561; formation possible par agglomération, 236, 525; évolution, 487, 488, 504-507, 523-527, 557-561, 622.
Etoiles nouvelles ou *temporaires*. — Voir *Novæ*.
Etoiles de Wolf-Rayet, 449, 490, 492, 498, 499, 532, 614-618, 621, 633, 636, 637, 640, 665, 678, 679.
Etoiles filantes, 440-460; hauteur, 306, 441; vitesse, 441-443, 449; nombre (des), 443-444; photographie, 443, 473; éclat, 446-450; fluctuations, 621; variation diurne de la fréquence (des), 444-446, 455; variation annuelle, 446; orbites 442, 454-457; spectres (des), 448, 620; masses (des), 449; traînées météoriques, 447; averses ou essaims, 443, 447, 448, 450-457, 459; radiants, 451; parenté des é. f. avec les comètes, 431, 441, 455-460, 479; avec les météorites, 461, 475, 479.
Evolution organique, 361, 505; inorganique, 243, 488, 505, 506, 528; stellaire, 487, 488, 504-507, 523-527, 557-561, 622.

Facules, 122, 125, 171, 199.
Fente (de spectroscope), 47, 48, 49, 50, 160 ; pertes de lumière (par les), 55 ; méthode de la fente étroite ou de la fente large, 156-157.
Fer dans la Terre, 294; dans le Soleil, 142, 179; dans les taches solaires, 152 ; dans les comètes, 427 ; dans les météores, 448 ; dans les météorites, 466, 467, 469, 470, 474, 475 ; dans les étoiles, 487, 500-502, 603, 642; comme spectre de comparaison, 50, 501.
Feuilles de saule, 120-121.
Figures de Widmanstätten, 467.
Filaments solaires, 170-172.
Flocculi, 169, 170, 171.
Fluorescence par les rayons ultra-violets, 145 ; éteinte par l'infra-rouge, 148 ; dans la couronne solaire (?), 191 ; dans les nébuleuses, 631, 640-642.
Fusées, 334-336.
Galaxie. — Voir *Voie Lactée*.
Gaz (Théorie cinétique des), 40, 306-308, 548, 585-586, 629-630 ; rôle dans les amas globulaires, 655-656.
Géantes (Etoiles), 517, 520, 552, 553, 555, 557, 657, 677, 678.
Gegenschein, 480.
Gémination (des canaux de Mars), 355, 356.
Géothermique (Degré), 238, 295.
Goutte noire (*Phénomène de la*), 342.
Grains de riz, 120-121.
Grains de Baily, 181.
Grandeurs stellaires définition, 8-10 ; photographiques, 12 ; photovisuelles, 13 ; mesure (des), 12, 13, 61-92, 589 ; relation avec les unités photométriques, 11 ; grandeurs absolues, 512-520, 553-559, 600, 609, 635, 648 649, 671-672 ; application aux parallaxes, 513-517, 519, 648, 649, 671, 672.
Gravitation (*Constante de la*), 290-293, 564-565.
Grêles de pierres, 397, 463, 464, 478.
Hélium, spectre, 492, 493-495 ; h. ionisé, 492-496, 499, 532, 539, 541, 633 ; raie D_3 dans la chromosphère, 150, 151, 541 ; dans les protubérances, 154 ; dans les taches solaires, 151 ; h. dans l'atmosphère terrestre, 303, 307 ; dans Saturne (?), 389; dans Uranus (?), 401 ; dans Neptune, 404 ; dans les bolides, 449, 620 ; dans les étoiles, 489, 499, 500, 510, 515-516, 541, 603, 604, 605, 615, 618, 624, 634, 656, 660 ; pl. XXXII; dans les novæ, 610, 614, 615 ; dans les nébuleuses, 626, 633, 642.
Hertziennes (Ondes), 194, 256.
Hyades, 644-645, 661.
Hydrocarbures, dans les comètes, 426, 427, 428 ; dans les aérolithes, 470.
Hydrogène, spectre, 490-495, 529-531 ; constituant ultime de la matière, 240-241 ; dans le spectre solaire, 142 ; dans la chromosphère ou les protubérances, 150, 160, 169-172, 179-180 ; pl. VIII, XI; dans l'atmosphère terrestre, 303, 307, 315 ; dans Uranus (?), 401 ; dans Neptune, 404 ; dans les bolides, 449, 620 ; dans les étoiles, 487, 488, 489, 490, 491, 492, 494, 499, 500, 502, 515-516, 542-543, 603, 604, 615-617 ; dans les novæ, 609, 610, 614, 615 ; dans les nébuleuses, 626-633, 637, 642, 665.

Hyperboliques (Orbites) de comètes 412, 413, 437-439 ; de bolides, 473, 478 ; de météorites, 474.
Inclinaison des raies (Méthode de l'), 376, 393-395 ; pl. XXII.
Indices de réfraction, 207, 211-214, 216 ; de coloration, 13-15, 503-504, 653-655, 680-681.
Infra-rouge (Spectre solaire), 147-149, 224 ; pl. VII.
Interféromètre de Michelson, 88, 105-113 ; i. appliqué à la nébuleuse d'Orion, 627-631 ; pl. XXXIX.
Interpolation (Formules d') pour l'étude des spectres, 100-101.
Intra-atomique (Energie), 240-242, 257.
Ionisation, 531-539 ; dans le Soleil, 180, 205, 255, 539-541 ; dans les étoiles, 541-544, 557 ; potentiel (d'), 537-539, 540-544 ; hélium ionisé, 493, 499 ; calcium ionisé, 538.
Irradiation, 118, 339, 342.
« *Island Universes* » (*Théorie des*), 683-686.
Isothermique (Equilibre), 245, 303.
Isotopes, 242.
Jupiter, 375-386 ; généralités, 375 ; pl. XXI, XXIII ; atmosphère, 307, 377, 379 ; rotation, 375-377, 381 ; spectre, 378-379, 403-404 ; pl. XXV ; température, 379 ; tache rouge, 380-381 ; pl. XXIII ; « perturbation » 381-382 ; pl. XXIII ; conditions de vie (sur), 382 ; capture de comètes (par), 435, 436 ; satellites (de), 382-386, 407-410.
K (Terme), 509-511.
Lacunes de l'anneau des astéroïdes, 371-373, 391 ; de celui de Saturne, 391, 396.
Latitudes (Variation des), 297.
Léonides, 452, 453, 454, 456, 457.
Loi de... — Voir aux noms d'Auteurs.
Longueurs d'onde, mesure, 100-103 ; causes de variations, 39-42 ; longueur d'onde effective, 60.
Lumière Zodiacale. — Voir *Zodiacale.*
Luminosité des objectifs, 22, 24 ; des spectroscopes, 51-53 ; du ciel nocturne, 483-484.
Lune, 313-336 ; généralités, 313, 582 ; aplatissement, 321 ; cartes, 321 ; pl. XV, XVI ; rotation, 313 ; libration, 313, 322 ; atmosphère, 307, 313-315 ; éclat, 315 ; spectre, 314 ; pl. XXV ; température, 316 ; nature de la surface, 319 ; mers, 322 ; montagnes, 322 ; cratères, 323, 324 ; pl. XV, XVI ; rainures, 324, 325 ; traînées, 325 ; changements constatés, 326 ; origine des cratères (de la), 326-334 ; envoi d'un projectile (dans la), 334-336.
Lunettes, luminosité (des), 22, 24 ; principales l. en service, 26, 27 ; pl. I ; comparées aux télescopes, 25-26 ; l. de guidage, 48, 49.
Lux, définition, 118.
Lyrides, 453, 456.
Magnésium dans le Soleil, 142 ; dans ses taches, 152, 153 ; dans les comètes, 427 ; dans les étoiles filantes, 448 ; dans les météorites, 470 ; dans les étoiles, 487, 500, 502, 643 ; dans les novæ, 610, 642.
Magnétique (Champ) des taches solaires, 123, 274-282 ; du Soleil entier, 267, 284-286 ; de la Terre, 261, 262, 263-273.
Magnétisme Terrestre, variation diurne (du), 263, 269 ; perturbations (du), 124, 131, 264-273.

Marées océaniques, 295, 301 ; de l'écorce terrestre, 298-302 ; dans le Soleil, 135 ; phénomènes de, 582, 584, 619.
Mars, 346-361 ; généralités, 346 ; pl. XVII, XVIII, XIX ; atmosphère, 347-349 ; pl. XVII ; spectre, 348-350 ; température, 352-353 ; calottes polaires, 351 352 ; mers, 354 ; continents, 354 ; oasis, 355, 361 ; canaux-354-361 ; expériences sur leur visibilité, 358-361 ; possibilité de la vie, (sur M.), 361 ; satellites, 347.
Masse, transformation de la masse en énergie, 240-241 ; m. de la Terre, 289 et s. ; de son atmosphère, 302 ; des différents astres, voir ceux-ci ; des comètes, 415 ; des étoiles filantes, 449 ; des étoiles, 521, 522, 524, 526, 527, 547, 551-560 ; masses et types spectraux, 572, 574 ; masses et grandeurs absolues, 553-554, 556-559, 572.
Mercure, 338-341 ; généralités, 338 ; déplacement du périhélie, 234, 338 ; rotation, 339 ; atmosphère, 339 ; spectre, 340 ; température, 340-341 ; conditions de vie (sur), 341.
Mers, salure des, 239 ; mers de la Lune, 322 ; de Mars, 354.
Météores. — Voir *Etoiles filantes*. — Chute de météores (?) dans le Soleil, 135, 198, 233-234, 241 ; sur Jupiter, 376 ; sur Saturne, 397 ; sur la Lune, 329-334.
Météorites, 461-484 ; pl. XXIX ; circonstances des chutes, 461 ; leur fréquence, 465 ; leur répartition géographique, 465 ; grêles (de), 397, 463, 464, 478 ; orbites (des), 462, 470-472 ; classification (des), 466-469 ; composition chimique, 469-470 ; cratère du Canyon Diablo, 331-334 ; relations des m. avec les étoiles filantes et les comètes, 439, 475 ; origine (des), 476-478. — Météorites cométaires, 429 ; errantes, 429, 431, 440, 480, 482 ; intersidérales, 507, 525, 680-682 ; chutes (?) dans le Soleil, 135, 194, 196, 198, 233, 241. — Voir aussi *Météores*.
Météorologie, influence des taches solaires (sur la), 132 ; terrestre et solaire, 198, 204, 206.
Microphotomètre, 66, 70, 85 ; enregistreur, 83, 84, 284.
Milieu résistant, 407-409, 483, 585.
Mira Ceti, courbe de lumière, 603 ; diamètre, 113, 604 ; spectre, 603-605, 611, pl. XXXIII.
Miroirs. — Voir *Télescopes*.
Mouvements propres, 94-98, 508-509.
Multiples (*Étoiles*), 565-566, 580, 583.
Nains, étoiles naines, 517, 520, 556, 557, 558, 657, 677, 678 ; « nains blancs », 560-561.
Nébulaire (*Hypothèse*), 234, 399, 407, 580.
Nébuleuses Galactiques en général, 499, 505, 507, 606, 611, 614-617, 623-643, 665 ; diffuses, 624, 634, 640 ; pl. XXXVI ; planétaires, 624, 631-636 ; pl. XXXVI ; spectres, 604, 605, 611, 614, 623, 624, 626 ; localisation des raies suivant les régions, 617, 627, 633 ; vitesses radiales, 510, 629, 634-635 ; rotation, 634, 636 ; parallaxes, 635, 636 ; cause de la luminosité (des), 639-642 ; n. à raies brillantes des Nuées de Magellan, 635 ; n. variables, 636-638.
Nébuleuses Spirales en général, 662-686 ; pl. XLII, XLIV, XLVI, XLVII ; nombre, 663 ; répartition, 664 ; spectres, 665, 684 ; vitesses radiales, 666 ; rotation, 668 ; mouvements giratoires, 668, 669, 684, 685 ; pl. XLVII ; mouvements propres, 670 ; parallaxes, 669-673, 683, 684 ;

présence de novæ, 609, 670, 671, 684, 685; pl. XLVII ; de nébuleuses à raies brillantes, 684 ; d'étoiles variables, 672, 684 ; résolution en étoiles, 684 ; matière nébulaire équatoriale, 663 ; pl. XLIII ; analogies avec la voie lactée, 682-685 ; théorie des « Island Universes », 683-686.

Nébuleuses Obscures, 680-682 ; pl. XL ; nombre, 638 ; répartition, 638 ; « trous noirs », 617, 624, 638 ; rencontre (?) avec des étoiles, 619-621 ; nature probable (des), 507, 639.

Nébuleuse d'Orion, 510, 623, 624, 626-634 ; spectre, 626-627 ; vitesse radiale, 627-629 ; température, 629 ; parallaxe, 626 ; dimensions, 626.

Nébuleuses du Cygne, 625 ; pl. XXXVIII ; de la Lyre, 617, 624, 634 ; pl. XXXVI ; d'Andromède, 609, 623, 662, 677, 683 ; pl. XLII ; des Chiens de Chasse, 663 ; pl. XLIV ; du Triangle ; pl. XLVI et XLVII ; de la Chevelure de Bérénice, 663, pl. XLIII ; « Trifid Nebula », 625 ; pl. XXXVII ; « Cocon Nebula », 638 ; pl. XXXVI ; voisine de ζ Orionis, 638 ; pl. XL.

Nebulium, 499, 627-633, 642 ; poids atomique supposé, 631. — Voir aussi *Nébuleuses* et *Novæ*.

Neige, albedo, 320.

Néodyme (Chlorure de), 57, 58.

Neptune, 402-407 ; découverte et généralités, 402, 403 ; conditions physiques, 403 ; spectre, 404, 405 ; pl. XXV ; variations d'éclat, 406 ; satellite (de), 405.

Nickel dans le Soleil, 142, 152 ; dans ses taches, 152 ; dans les étoiles filantes, 448 ; dans les météorites, 466, 467, 469, 470, 475.

Noir (Corps), 219-221, 227-230.

Nouvelles (Etoiles). — Voir *Novae*.

Novae, 607-622 ; fréquence, 609 ; répartition, 609 ; grandeur absolue, 609, 671 ; spectre, 609-611 ; pl. XXXIV et XXXV ; place dans la classification stellaire, 499 ; variations d'éclat, 607, 621 ; parenté avec les nébuleuses planétaires, 499, 611 ; avec les étoiles de Wolf-Rayet, 490, 499, 614-617 ; avec les étoiles variables irrégulières, 604, 606 ; absence des amas globulaires, 659 ; généralité du phénomène (des), 621 ; origine (des), 618-621 — Nova Coronæ 1866, 608, 614 ; N. Cygni 1876, 607, 608, 614 ; N. Aurigæ 1892, 608, 614 ; N. Persei 1901, 607, 608, 611-614, 621 ; N. Geminorum 1912, 607, 608, 614 ; pl. XXXIV, XXXV ; N. Aquilæ 1918, 607-610, 613-614 ; Novæ des nébuleuses spirales, 609, 670-672, 684, 685 ; pl. XLVII ; de la nébuleuse d'Andromède, 609, 671.

Noyau du soleil, 198 ; de ses taches, 122, 123, 124, 152, 274, 282 ; des comètes, 411, 414-417.

Nuages, albedo (des), 320 ; de la Terre, 308, 309 ; des planètes, voir celles-ci ; de la chromosphère solaire, 159 ; de météorites, 507 ; de calcium stationnaires, 595, 642-643, 680 ; nuages absorbants du P. Hagen, 681.

Nuées de Magellan, 615, 635, 658, 659, 678 ; Grande Nuée, 635 ; Petite Nuée, 597, 598, 635, 646-648 ; vitesses radiales (des), 635 ; loi de Miss Leavitt, 598, 647 ; présence dans les « Nuées » d'étoiles de Wolf-Rayet, 615 ; d'étoiles variables, 597, 598 ; de novæ, 609 ; d'amas ouverts, 659 ; de nébuleuses à raies brillantes, 635.

Observatoires, emplacements à choisir, 19-20 ; principaux observatoires astrophysiques, 21.

Occultations, 314, 348, 377, 416.
Oculaires Colzi, 119, 120 ; spectroscopiques, 45, 46.
Opacimètre. — Voir *Microphotomètre*.
Opacité, 66, 69.
Orages magnétiques, 124, 131, 264-273.
Orbites. — Voir aux corps célestes correspondants.
Orionides, 452.
Orthochromatisation (des plaques photographiques), 147, 148, 404, 405.
Oxygène spectre, 493 ; présence dans le Soleil, 145 ; dans l'atmosphère, 303, dans les comètes, 428 ; dans les météorites, 469-470 ; dans les étoiles, 500.
Ozone absorption (par l'), 145 ; atmosphérique, 303.
Paradoxe de Lane, 247-249, 506.
Parallaxes stellaires, 94, 508, 512-517, 519, 520 ; méthode spectroscopique, 512-517, 519 ; des nébuleuses galactiques, 635, 636 ; des amas d'étoiles, 648-650, 660-661 ; des nébuleuses spirales, 669-673, 683, 684. — Voir aussi aux divers astres.
Parsec, définition, 512.
Pendule horizontal, 299.
Périodicité (des taches solaires), 130-138, 199, 204, 263, 264, 280, 380.
Perséides, 452, 453, 454, 456, 457.
Perturbations des planètes, 234, 338 ; des satellites, 407-409 ; des astéroïdes 370-374 ; des comètes, 433-436, 457 ; du magnétisme terrestre, 124, 131, 264-273 ; des courants telluriques, 270-273.
Photoélectriques (*Cellules*), 76-83.
Photographie, lois (de la), 67 ; solaire, 120, 121 ; astronomique, 7, 12, 66, 95, 588-589 ; orthochromatique, 147, 148. — Voir aussi les Planches
Photomètre de Zöllner, 62, 85 ; de Pickering, 63 ; à coin, 64, 515 ; de Nordmann, 85-87 ; à sélénium, 74-76 ; à cellule photoélectrique, 76-83 ; pl. III.
Photosphère, 120, 121, 198, 199, 200, 201, 203, 205, 210, 282 ; interprétation, 211.
Piriforme (*Figure de Poincaré*), 581, 582.
Planètes. — Voir aux noms des diverses planètes ou à *Astéroïdes*.
Pléiades, étoiles (des), 621, 660 ; parallaxe, 660, 661 ; nébulosité (des), 617, 621, 625, 660.
Plissements (montagneux), 238.
Polarisation de la lumière solaire, 140 ; de la lumière coronale, 190-191 ; de celle de la Lune, 323 ; de celle des queues cométaires, 425 ; de la lumière zodiacale, 482.
Polariscope, 188, 189, 190.
Potentiel de gravitation, 236 ; d'ionisation, 537-539, 540-544.
Poussières cosmiques, 474, 475, 483, 484 ; cométaires, 416, 424, 425 ; des nébuleuses obscures, 638-639 ; diffusion (par les), 196, 391, 396, 425.
Pression (action ionisatrice de la), 532-539 ; p. dans le Soleil, 194, 251, 259 ; dans la couche renversante, 540 ; dans la chromosphère, 150 ; de radiation, 247, 421-424, 524, 546, 549, 550, 552, 554,
Prisme, généralités, 43, 44 ; pouvoir séparateur, 45 ; à liquides, 45 ; à vision directe, 45-46 ; de Nicol, 62, 63 ; de Wollaston, 63, 383.

Prisme-Objectif, 55-59.
Projectiles d'artillerie, 330, 464, 465 ; sur la Lune (envoi de), 334-336.
Protubérances éruptives, 154 ; quiescentes, 154 ; spectre (des), 154-157 ; vitesses, 155, 215, 255 ; formes, 154-157 ; pl. VIII, XII ; observation en tout temps (des), 156-157 ; interprétation (des), 154, 172, 215, 255, 260.
Pyrhéliomètre, 221-223 ; d'Ångström, 223 ; d'Abbot, 222.
Quanta (*Théorie des*) 529-530
Radiales (*Vitesses*), 99, 100-103, 510, 610, des protubérances solaires, 155 ; des étoiles, 509-511 ; relation avec les classes spectrales, 508-509 ; « terme K », 509-511 ; v. r. dans les novæ, 610 ; des nébuleuses galactiques, 510, 629, 634-635 ; des amas d'étoiles, 653, 660-661 ; des nébuleuses spirales, 666. — Voir aussi aux divers corps célestes.
Radiant des étoiles filantes, 451 ; r. stationnaires, 452.
Radiatif (*Equilibre*), 246, 247, 545-561.
Radioactivité des roches, 239 ; de la matière solaire, 240.
Radiomètre, 423.
Radium, 240, 335.
Raies spectrales de Fraunhofer, 33, 37, 138, 216-217 ; de flamme, 495-496, 604 ; d'arc, 495-496, 507, 514, 517, 531-532, 604 ; d'étincelle, 495-497, 498, 507, 514, 517, 531-532, 604 ; d'émission et d'absorption, 34-37 ; largeur (des), 629-630 ; interprétation (des) 528-544 ; causes de déplacement (des), 39-42 ; méthode de l'inclinaison (des), 376, 393-395 ; pl. XXII ; théorie de Bohr, 528-532.
« *Rain-Band* », 144.
Rayonnement, lois théoriques (du), 218-221, 521, 523 ; du Soleil, son évaluation, 232 ; explication de son renouvellement, 233-236, 240-244 ; de la Lune, 315-317 ; des planètes, 92 ; des étoiles, 89-92, 548.
Rayons hertziens, 256 ; infra-rouges, 147-149 ; ultra-violets, 255, 469, 614, 625, 626, 633, 641, 642, 659 ; X, 257, 548 ; ultra-X, 257.
Réflecteur (Pouvoir), définition, 318 ; des roches, 320 ; des poussières fines, 396 ; des nuages, 320 ; de la neige, 320.
Réflexion (Pertes par), 54.
Réfraction dans l'atmosphère du Soleil, 177, 206-212 ; dans celle de Vénus, 344 ; de Courvoisier, 483 ; théorie de Schmidt, 206-212.
Refroidissement solaire, 232, 236, 241, 243 ; terrestre, 238.
Relativité (*Théorie de la*), sa vérification aux éclipses, 176, 177 ; ses effets spectraux, 41, 217, 560-561, 575, 666-667 ; son rôle possible dans les phénomènes des nébuleuses spirales, 666-667.
Renforcées (*Raies*). — Voir *Raies spectrales* d'étincelle.
Répulsive (*Force*). — Voir *Comètes*.
Réseau spectroscopes (à), 42, 159, 166, 167 ; photosphérique, 121 ; chromosphérique, 169.
Réseau-Objectif, 59-60, 72-74
Rigidité, définition, 251 ; du Soleil, 251-253 ; de la Terre, 295-302.
Rotation de la Terre, 289, 297-298, 304 ; du Soleil, 127-130, 198, 199, 201, 253, 254 ; de la Lune, 313, 322 ; des planètes, voir celles-ci ; des nébuleuses planétaires, 634, 636 ; des nébuleuses spirales, 668.
Rubidium dans les taches solaires, 541.
Salure (des mers), 239.
Saturne, 387-399 ; généralités, 387-389 ; pl. XXI, XXIV ; atmosphère,

388 ; rotation, 388 ; spectre, 389, 395, 404 ; pl. XXV ; température, 388 ; satellites, 397, 398, 399, 407-410.

Saturne (*Anneau de*), 390-398 ; généralités, 390 ; épaisseur, 391 ; masse, 391-392 ; rotation, 393-395 ; spectre, 390, 394, 395, 405 ; lacunes, 391, 396-397 ; constitution (de l'), 392, 393, 395-396 ; évolution (de l'), 397-398.

Satellites stabilité (des), 407 ; capture (des), 407-409 ; retrogrades, 385-386, 399, 401, 409. — Voir aussi aux planètes correspondantes.

« *Schraffiercassette* », 72.

Sédiments, 239.

Sélecteurs (*Ecrans*), 13, 86-87, 627-628.

Sélénium (*Photomètre à*), 74-76.

Sensitomètre, 68.

« *Séquence* » (« *North Polar* »), 63.

Sidérostat, 163.

Silicium dans le Soleil, 142 ; dans les météorites, 469-470 ; dans les étoiles, 500.

Sirius, couleur, 13 ; spectre, 488, 500, 507, 523 ; masse, 566, 571 ; satellite (de), 560, 566, 575.

Sismiques (*Phénomènes*). — Voir *Terre* (tremblements de).

Sodium dans le spectre solaire, 142, 179 ; dans les comètes, 427, 428 ; dans les étoiles filantes, 448 ; dans les étoiles, 487, 642 ; dans les novæ, 610.

Soleil, 117-286 ; généralités, 117 ; aplatissement, 118 ; éclat global, 118 ; rotation, 127-130, 140, 198, 199, 201, 253, 254 ; état physique, 140, 141, 252, 253 ; netteté du bord (du), 140 ; éclat relatif du centre et du bord, 230-231 ; atmosphère, 230-231, 307 ; âge (du), 236-240 ; sa place parmi les étoiles, 488, 502, 673, 676, 677, 682. — Pour la *Température*, le *Spectre*, les divers phénomènes solaires (*Taches*, *Facules*, *Protubérances*...), etc., voir ces mots.

Spectres d'émission, 34, 35, 428-430 ; d'absorption, 35-37 ; continus, 34 ; de lignes, 34 ; de bandes, 34-35 ; de flamme, 495-496 ; d'arc, 495-496 ; d'étincelle, 495-496 ; de comparaison, 49-50, 56-57, 501. — Voir aussi *Raies spectrales* et ci-dessous.

Spectre-éclair, 178-181.

Spectre Solaire, 137-157 ; atlas de Rowland, 137 ; reproduction artificielle, 141 ; interprétation, 139 ; éléments présents ou absents, 141-145 ; infra-rouge, 147-149 ; pl. VII ; ultra-violet, 145-147, 230.

Spectres Stellaires classification (des), 487-527 ; leur interprétation, 528-544.

Spectro-comparateur (de Hartmann), 101-103.

Spectro-enregistreur (des vitesses), 167-169.

Spectrohéliographe, 151, 158-173 ; description, 158-160 ; raies appropriées, 160 ; types divers d'instruments, 161, 162, 165, 166 ; résultats, 169-173 ; pl. VIII, IX, X, XI ; application aux étoiles, 173 ; pl. XI.

Spectrophotomètres, 85.

Spectroscopes à prisme, 42-59 ; pertes de lumière (dans les), 53-55, 58 ; sp. à réseau, 42, 59 ; à fente, 47-55 ; interférentiels, 42, 627, 628 ; oculaires, 45-47 ; à jumelles, 178.

Stabilité des solides en rotation, 582 ; des astéroïdes, 373 ; des satellites, 407-410.
Stéréoscope, 96.
Stratosphère, 303.
Systèmes solaire, 337-338 ; binaires, voir *Etoiles* (doubles) et *Doubles* ; galactique, voir *Voie Lactée*.
Taches solaires, aspect, dimensions, 121-123, 170-171 ; pl. IV, V, VII ; niveau, 124-125 ; mouvements, 123, 124, 128, 171 ; pl. V, VIII ; mouvements intérieurs (dans les), 124, 266, 282 ; spectre, 151-154, 540, 541 ; présence de combinaisons chimiques, 153 ; rayonnement, 123 ; température (des), 153, 540 ; période undécennale, 130-133, 199, 204, 263, 264, 280, 380 ; distribution en latitude, 125-127, 132-133, 199 ; relations avec le magnétisme terrestre, 131, 263-268, 283 ; avec d'autres phénomènes, 130-135, 193 ; champs magnétiques (des), 123, 153, 171, 202, 274-282 ; polarités (des), 279, 280 ; t. s. invisibles, 279 ; théories sur les causes (des), 133-136, 199, 201, 202, 203 ; action possible des planètes, 135.
Télescopes comparés aux lunettes, 25-26 ; principaux t. en service, 27-32 ; pl. II, XLV ; aplanétiques, 32.
Telluriques, raies, 143-147 ; courants, 264-273, 283.
Température, influence sur les spectres, 495-496 ; action ionisatrice, 532-539 ; t. effective, 89, 218, 227, 553 ; t. du Soleil, 140, 203, 218-230, 240, 251 ; des taches solaires, 153 ; de la Couronne, 191-193 ; t. moyenne de la Terre, 132, 309 ; t. effective de la Terre, 310 ; t. de l'espace cosmique, 468, 639 ; de la Lune, 316-317 ; des différentes planètes, voir celles-ci ; des étoiles, 86-89, 496, 497, 505-507, 514, 521, 523, 541-544, 545-559, 614 ; de la nébuleuse d'Orion, 630.
Ténacité du Soleil, 252.
Terre, généralités, 289 ; masse, 289-293 ; densité moyenne, 293 ; répartition intérieure des densités, 293-294 ; rigidité, 295-302 ; température moyenne, 309 ; températures intérieures, 295 ; température effective, 310 ; tremblements (de), 296 ; âge (de la), 238-239.
Thermo-électriques (*Piles*), 89, 90, 223, 316, 449.
Titane dans le Soleil, 142, 146, 179 ; dans ses taches, 123, 170, 171, 201, 202, 281 ; dans les étoiles, 500-502 ; pl. XXXIII ; comme spectre de comparaison, 50.
Tourbillons dans les taches solaires, 123, 170, 171, 201, 202, 281.
Traînées météoriques, 447.
Transmission atmosphérique (*Coefficient de*), 224-226, 310.
Transneptuniennes (*Planètes*), 406.
Troposphère, 303.
Tubes de Geissler, 34, 49, 50, 100, 428, 429, 491, 629.
Ultra-violet (*Spectre solaire*), 145-147, 469.
Undécennale (*Période*) des taches solaires, 130-133, 199, 204, 263, 264, 280, 380 ; du magnétisme terrestre, 131, 263-273 ; des aurores boréales, 131.
Uranus, 399-402 ; généralités, 399 ; conditions physiques, 399 ; variations d'éclat, 401 ; rotation, 401, 402 ; aplatissement, 402 ; spectre, 400, 404 ; pl. XXV ; satellites, 401, 402.
Uranolithes. — Voir *Météorites* et *Bolides*.

Vanadium, spectre, 501 ; dans le spectre solaire, 142 ; dans les taches solaires, 152.
Vapeur d'eau, spectre tellurique (de la), 144, 149, 350, 379 ; influence climatérique (de la), 341, 353, 355 ; dans Vénus, 346 ; dans Mars, 349-350, 352, 353 ; dans Jupiter, 379 ; dans Saturne, 389 ; dans Uranus, 400.
Variables (*Etoiles*), 587-606 ; historique, 587-588 ; recherche, 588-590 ; désignation, 588 ; classification, 590 ; proportion relative (des), 590 ; v. à éclipses, 590-595, 679 ; du type Algol, 590-594, 679 ; du type β Lyræ, 594-595 ; v. à courte période, 590, 595-602, 603, voir aussi *Céphéides* ; des amas globulaires, 590 ; loi de Miss Leavitt, 598-599 ; hypothèse des « pulsations », 113, 601-602 ; v. des nébuleuses spirales, 672, 684 ; v. à longue période, 590, 602-605, pl. XXXIII ; à période irrégulière, 590, 605-606, 636-637.
Variation (*des Latitudes*), 297, 298.
Vénus, 342-346 ; généralités, 342 ; déplacement du nœud (de), 234 ; rotation, 342-343 ; atmosphère, 343-346 ; spectre, 344-345 ; température, 345-346 ; possibilité de la vie (sur), 346.
Vie sur la Lune, 317 ; sur Mars, 355, 361 ; sur les autres planètes, voir celles-ci ; dans les aérolithes (?), 469.
Viscosité de la Terre, 302 ; du Soleil, 254.
Vitesse de la Lumière, 382, 567-568, 612.
Vitesses radiales. — Voir *Radiales*.
Voie Lactée, résolution en étoiles, 673, 684-685 ; répartition des divers astres par rapport à son plan, 609, 616-618, 620, 623, 624, 645-647, 656, 657, 659, 664, 673-679 ; étoiles de Wolf-Rayet, 615-616 ; Céphéides, 647-649, 650, 657, 658 ; forme (de la), 676-677, 682, 683 ; spectre global (de la), 684 ; déplacement d'ensemble (de la), 667 ; trous noirs, 617, 620, 624, 673 ; matière non lumineuse (dans la), 677, 681, 682, 683, voir aussi *Etoiles* obscures ; absorption de la lumière dans le plan galactique, 654, 655, 680, 682, 683 ; répartition des classes spectrales suivant la distance au centre (de la), 679-680 ; assimilation de la v. l. aux nébuleuses spirales, 682-683.
Volcans terrestres, 327, 328, 476, 477 ; lunaires (?), 323, 327, 328, 477 ; sur des astéroïdes (?), 477, 478.
« *Vortices* » (« *Solar* »), 170, 171 ; pl. VIII.
Zodiacale (*Lumière*), généralités, 194, 376, 478-483 ; spectre (de la), 481 ; polarisation (de la), 482.

SORTI DES PRESSES DE
L'IMPRIMERIE BARNÉOUD
= A LAVAL =

Astron.
A.
228894
Author Andoyer, Henri (ed.)
Title Cours d'astronomie. Vol.3.

University of Toronto
Library

DO NOT
REMOVE
THE
CARD
FROM
THIS
POCKET

Acme Library Card Pocket
Under Pat. "Ref. Index File"
Made by LIBRARY BUREAU